

Untersuchung relativistischer Laserplasmen mittels nukleardiagnostischer Verfahren

Investigation of relativistic laser-plasmas using nuclear diagnostics

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Marc M. Günther aus Frankfurt am Main

Januar 2011 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Untersuchung relativistischer Laserplasmen mittels nukleardiagnostischer Verfahren
Investigation of relativistic laser-plasmas using nuclear diagnostics

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Marc M. Günther aus Frankfurt am Main

1. Gutachten: *Professor Dr. Markus Roth*
2. Gutachten: *Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann*

Tag der Einreichung: 16.11.2010

Tag der Prüfung: 19.01.2011

Darmstadt — D 17





Zusammenfassung

Die Wechselwirkung intensiver, gepulster Hochenergielaserstrahlung mit Festkörperproben in einem Bestrahlungsstärkebereich von mehr als 10^{18} W/cm² bedingt die Erzeugung relativistischer Elektronen mit Energien von mehreren Millionen Elektronenvolt. Durch nichtlineare und relativistische Effekte, wird der maximale Laserbestrahlungsstärkebereich während der Wechselwirkung beeinflusst. Die Folge ist, dass die tatsächliche reale, maximale Bestrahlungsstärke am Ort der Wechselwirkung nicht direkt gemessen werden kann. Der Bereich der maximalen Bestrahlungsstärke und die damit verbundenen Eigenschaften der relativistischen Elektronen sind dabei über Laserabsorptionsprozesse an diesen Bestrahlungsstärkebereich gekoppelt. Die genaue Kenntnis über die Eigenschaften dieses relativistischen Laserplasmabereichs ist von großer Bedeutung hinsichtlich der Bereitstellung, der Optimierung und der Kontrollierbarkeit lasergetriebener Sekundärteilchen- und Photonenstrahlen. Damit verbunden sind wiederum zum Beispiel zahlreiche kernphysikalische Anwendungen, wie die Realisierung und Optimierung gepulster Neutronenquellen und die Optimierung der lasergestützten Herstellung brauchbarer Mengen an kurzlebigen Radionukliden für die nuklearmedizinische Diagnostik sowie Therapie. Des Weiteren ist die Kenntnis über den Bereich der relativistischen Elektronen im Rahmen der Energiegewinnung durch die Trägheitsfusion unter Verwendung des Konzeptes der schnellen Zündung von Interesse. Nicht zuletzt tragen die auf Kernenergie basierenden Kraftwerke, vor allem die konventionellen Kernkraftwerke dazu bei, große Mengen an sogenannten radioaktiven Müll zu produzieren. Dabei handelt es sich überwiegend um aktivierte Materialien, welche aus langlebigen Radionukliden bestehen. Die Nutzung von Hochenergielasersystemen kann unter Umständen dazu beitragen, grundlegende Untersuchungen bezüglich der Kerntransmutationen dieser langlebigen Nuklide in kurzlebige Isotope im Rahmen der kernphysikalischen Materialwissenschaften durchzuführen.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine nukleardiagnostische Methode entwickelt zur Untersuchung des Bereichs der in relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungen erzeugten hochenergetischen Elektronen. Das Ziel war es darüber hinaus die maximale Bestrahlungsstärke während dieser Wechselwirkung zu bestimmen. Die Arbeit wurde in der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt und in Zusammenarbeit mit der Plasmaphysikgruppe des GSI - Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt verfasst.

Die Grundlage der entwickelten nuklearen Diagnostik stellt dabei eine auf Photo-Neutron-Desintegrationen basierende Kernaktivierungsmethode dar. Dabei wurden neuartige pseudolegierte Aktivierungsproben eingesetzt, welche als eine Art Kalorimeter für die durch Bremsstrahlungsprozesse der relativistischen Elektronen entstehenden hochenergetischen Photonen fungierten. Die Proben bestehen aus verschiedenen Isotopen mit unterschiedlichen (γ, xn) -Reaktionsschwellen. Die entsprechenden aktivierten Nuklide wurden mittels hochauflösender Gamma-spektroskopie über ihre Gammastrahlung identifiziert und die Reaktionsausbeute quantitativ detektiert. Mittels einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analyse-methode wurden aus den Gamma-spektren die ursprünglichen Bremsstrahlungsspektren rekonstruiert. Mit diesen Informationen wurden darüber hinaus die Eigenschaften der bremsstrahlungserzeugenden Elektronen am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung bestimmt.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit entwickelten nuklearen Diagnostik wurde zudem die mittlere Bestrahlungsstärke am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung bestimmt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente an drei verschiedenen Lasersystemen durchgeführt. Erste experimentelle Tests wurden am 100 TW Lasersystem des *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intense* (LULI) in

Frankreich und am Vulcan Lasersystem des *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) in Großbritannien durchgeführt. Der Hauptteil der Aktivierungsexperimente wurde am PHELIX-System (**P**etawatt **H**igh **E**nergy **L**aser for heavy **I**on **E**Xperiments) des GSI - Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt durchgeführt. Hierbei handelt es sich um die ersten an dem PHELIX-System durchgeführten nuklearen Aktivierungsexperimente.

Die während dieser Arbeit mittels der neuartigen nukleardiagnostischen Methode erhaltenen Resultate ermöglichen ein erweitertes Verständnis über den hochenergetischen Bereich lasererzeugter relativistischer Elektronen. Insbesondere zeigte diese auf Kernaktivierungen basierende Methode die Fähigkeit die reale maximale Bestrahlungsstärke während der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung zu bestimmen.

Abstract

The interaction of intense high-energy short-pulse lasers with solid targets leads to the production of high-energy electrons with energies of several million of electron volts in the relativistic laser intensity regime of more than 10^{18} W/cm². The relativistic electron acceleration is caused by the focused laser peak intensity. Due to nonlinear and relativistic effects the peak intensity is affected by the laser-plasma interaction itself. Accordingly, the real peak intensity during the interaction process is unknown and is not directly accessible in the interaction zone. The properties of the relativistic electrons are related to the peak intensity regime via laser absorption processes. The knowledge of the properties of the relativistic laser-plasma regime and, therefore, the associated real laser intensity is of great importance concerning the production, optimization and controlling of laser assisted secondary particle and photon beams. These beams are of interest in nuclear applications, such as the realization and optimization of short-pulsed neutron sources and the production of appropriate quantities of short-lived radio nuclides in terms of diagnostics and therapy in nuclear medicine. Furthermore, the investigation of the dynamic range of relativistic electrons is of great interest in inertial fusion science using the fast ignitor concept in the framework of energy production. Amongst others it is of great importance to solve the problem of nuclear waste produced in conventional nuclear power plants. High-power lasers could be used to basically investigate the transmutation of long-lived isotopes consisted in nuclear waste into short-lived ones in the framework of nuclear material science.

The present work explores with the development of a novel nuclear diagnostic method for the investigation of the electron dynamics in relativistic laser-plasma interactions. An additional aim of this work was the determination of the real laser peak intensity via the interaction of an intense laser short-pulse with a solid target. This work was composed at the laser- and plasma physics group at the Technical University of Darmstadt in collaboration with the department of plasma physics at GSI- Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt.

The nuclear diagnostics is based on a photo-neutron disintegration nuclear activation method. The main constituent of the nuclear diagnostic are novel pseudoalloy activation targets as a kind of calorimeter to measure the high-energy bremsstrahlung produced by relativistic electrons. The targets are composed of several stable isotopes with different (γ, xn) -reaction thresholds. The activated nuclides were identified via the characteristic gamma-ray decay spectrum by using high-resolution gamma spectroscopy after the laser irradiation. Via the gamma spectroscopy the (γ, xn) -reaction yields were determined. The high-energy bremsstrahlung spectrum has been deconvolved using a novel analysis method based on a modified Penfold-Leiss method. This facilitates the reconstruction of the spectrum of bremsstrahlung photons without any anticipated fit procedures. Furthermore, the characterization of the corresponding bremsstrahlung electrons in the interaction zone is accessible immediately.

The consolidated findings about the properties of the relativistic electrons were used to determine the real peak intensity at the laser-plasma interaction zone.

In the context of this work, experiments were performed at three different laser facilities. First Experiments were carried out at the 100 TW laser facility at *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intense* (LULI) in France and supplementary at the Vulcan laser facility at *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) in United Kingdom. The main part of the activation experiments were performed at the PHELIX laser facility (Petawatt High Energy Laser for heavy Ion EXperiments) at GSI - Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Germany, which were the first nuclear activation experiments at this facility.

The results obtained with the novel nuclear diagnostics method have lead to an advanced understanding of high-energy electrons produced in relativistic laser-plasma interactions. Particularly, the capability of the nuclear activation-based method to determine the real laser peak intensity at the relativistic laser-plasma interaction zone was demonstrated.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	13
2	Relativistische Laser-Materie-Wechselwirkung	17
2.1	Laser-Plasma Wechselwirkung	17
2.2	Wechselwirkung einer ebenen elektromagnetischen Welle mit einzelnen Elektronen	19
2.3	Wechselwirkung eines Elektrons mit einer räumlich inhomogenen Feldverteilung	21
2.4	Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit einem Festkörper	22
2.4.1	Vorplasmaeigenschaften	23
2.4.2	Parametrische Instabilitäten	25
2.4.3	Mechanismen zur Beschleunigung von Elektronen	26
2.5	Transport relativistischer, laserbeschleunigter Elektronen in Materie	30
3	Wechselwirkung lasererzeugter Teilchen und Strahlung mit Materie	33
3.1	Elektronen	33
3.1.1	Energieverlust durch Ionisation	34
3.1.2	Energieverlust durch Bremsstrahlung	34
3.1.3	Kritische Energie	36
3.1.4	Vielfachstreuung	37
3.1.5	Elektromagnetischer Schauer	38
3.2	Photonen	39
3.2.1	Photoionisation	39
3.2.2	Comptoneffekt	40
3.2.3	Paarbildungsprozess	41
3.2.4	Totaler Wechselwirkungsquerschnitt	42
3.2.5	Photonuklearreaktion	43
3.2.6	Modellierung von Photodesintegrations-Wirkungsquerschnitten	44
4	Experimentelle Methode und Aufbau	47
4.1	Nukleare Aktivierungsmethode	47
4.2	Aktivierungsproben	49
4.2.1	Probendesign	50
4.2.2	Herstellungsverfahren	56
4.3	Aufbau und Lasersysteme	60
4.4	Bildspeicherplatten (<i>Imaging Plate</i> - IP)	63
4.5	Gamma-spektroskopisches Verfahren zur Bestimmung der Reaktionsausbeuten	64
4.6	Effizienz der HPGe-Detektoren	65
5	Experimentelle Ergebnisse und Analyse	71
5.1	Mechanische Stabilität der Probe bei direkter Laserbestrahlung	71

5.2	Gammazerfallsspektrum und die Bestimmung der photonuklearen Reaktionsausbeuten	71
5.2.1	Gammapektrum einer aktivierten AuTaCrNb-Probe	72
5.2.2	Photo-Neutron-Desintegrationsreaktionsausbeuten zu verschiedenen Laserenergien	77
5.3	Hochenergetische Bremsstrahlung und Elektronen	79
5.3.1	Bestimmung der Anzahl der bestrahlten Probennuklide	79
5.3.2	Modifizierte Penfold-Leiss-Methode zur Entfaltung des Bremsstrahlungsspektrums	82
5.3.3	Vergleich der experimentell gewonnenen Photonenzahlen mit GEANT4 Simulationen	83
5.3.4	Analyseroutine zur Bestimmung der hochenergetischen Bremsstrahlungs- und Elektronen- spektren	85
5.3.5	Eigenschaften der Bremsstrahlung und der Elektronen	86
5.4	Vergleich mit der magnetspektroskopischen Methode	94
5.5	Elektronenzahl und mittlere Elektronenenergie bezüglich verschiedener Detektionswinkel	98
6	Bestimmung der mittleren Laserbestrahlungsstärke	101
6.1	Vorplasmaeigenschaften	101
6.2	Mittlere Laserbestrahlungsstärke	105
7	Schlussbemerkungen und Ausblick	111
7.1	Weiterführende Experimente mit pseudolegierten Aktivierungsproben	112
7.2	Entwicklung lasergestützter kernphysikalischer Anwendungen	112

Abbildungsverzeichnis

2.1	Eindringtiefe in Abhängigkeit von der anfänglichen Energie der heißen Elektronen.	31
3.1	Abstrahlcharakteristik für ein in Bewegungsrichtung beschleunigtes Elektron.	36
3.2	Bremsvermögen von Elektronen in Gold.	37
3.3	Isotrope Bremsstrahlungsverteilung verursacht durch Vielfachstreuungen der Elektronen	38
3.4	Es sind die Ladungszahl- und Energiebereiche skizziert,	42
4.1	Aufnahme und Skizze einer Laser-Plasma-Wechselwirkung	48
4.2	Mit GEANT4 simulierte relative Photo-Neutron-Desintegrationsausbeuten	53
4.3	Simulierte Gesamtphotonenausbeuten	54
4.4	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Photonenenergie	55
4.5	(γ, n) -Reaktionswirkungsquerschnitten aus der EXFOR-Datenbank und der TALYS-Simulationen . . .	56
4.6	DSC-Diagramm der AuTaCrNb-Pulvermischung.	58
4.7	Dilatometriediagramm der AuTaCrNb-Pulvermischung.	58
4.8	Metallographisches Schliffbild der AuTaCrNb-Probe.	59
4.9	Schematische Darstellung der PHELIX-Lasereinrichtung.	60
4.10	Experimenteller Aufbau am PHELIX.	61
4.11	Experimentaufbau in der Probenkammer am LULI 100 TW Lasersystem.	62
4.12	Effizienzkurven der GSI HPGe-Detektoren	66
4.13	Gammazerfallsspektrum der ^{152}Eu -Eichquelle	66
4.14	Gammazerfallsspektrum der ^{152}Eu -Eichquelle	67
4.15	Effizienzkurven der verwendeten HPGe-Detektoren des Instituts für Kernphysik.	69
4.16	Vergleich: Simulierte zu gemessener Detektoreffizienz	70
5.1	Direktbestrahlte pseudolegierte Aktivierungsprobe	72
5.2	Gammapektrum einer nuklear aktivierten AuTaCrNb-Probe.	73
5.3	Zerfallsschemata von ^{180}Ta und ^{178}Ta	74
5.4	Zerfallsschemata von ^{196}Au , ^{194}Au , ^{193}Au und ^{192}Au	75
5.5	Zerfallsschemata von ^{92}Nb und ^{90}Nb	76
5.6	Zerfallsschemata von ^{51}Cr und ^{49}Cr	77
5.7	Reaktionausbeuten zu verschiedenen Laserenergien.	78
5.8	Illustration der Bestrahlungsfunktion und der damit verbundenen bestrahlten Probennuklide.	80
5.9	Autoradiographieaufnahmen der aktivierten Proben	81
5.10	Simulierte Bremsstrahlungsspektren	84
5.11	Blockdiagramm zur Analyseroutine	85
5.12	Photonenzahlen ab 7 MeV pro Energieintervall zu unterschiedlichen Laserenergien	86
5.13	Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Elektronenenergie zu unterschiedlichen Laserenergien . . .	87
5.14	Vergleich von simulierten Bremsstrahlungsspektren	89
5.15	Photonenausbeuten vs. Laserenergie	91

5.16	Photonenausbeuten vs. Elektronentemperatur	91
5.17	Vergleich experimenteller (γ, n)-Reaktionenausbeuten zu simulierten	92
5.18	Skizze des Magnetspektrometers	94
5.19	Dispersionsrelation des Elektronenspektrometers	95
5.20	Elektronenspektrum bezüglich der PHELIX Laserbestrahlung mit 94 J	96
5.21	Elektronenspektrum bezüglich der PHELIX Laserbestrahlung mit 87 J	97
5.22	Erzielte Photo-Neutron-Reaktionenausbeuten unter verschiedenen Winkeln.	98
5.23	Elektronenverteilungen unter verschiedenen Winkeln Richtung Laserpropagationsrichtung.	99
6.1	Vorpulsstrukturen des PHELIX-Lasersystems	102
6.2	Bestrahlungsstärkeverlauf im Fokus	103
6.3	Elektronendichteprofil aus HELIOS Simulation	104
6.4	Elektronendichteprofil aus HELIOS Simulation	104
6.5	Vorplasmaausdehnungen unter Berücksichtigung der Kontrastvariation	106
6.6	Simulierte Vorplasmaausdehnungen jeweils vor einer bestrahlten Gold- und Bleiprobe.	107
6.7	Mittlere Elektronenenergie in Abhängigkeit von der Laserbestrahlungsstärke	108

Tabellenverzeichnis

4.1	Eigenschaften der verwendeten Isotope	51
4.2	Eigenschaften und optimale Massenanteile	52
4.3	Optimierungsprozess zur optimalen Probenzusammensetzung	52
4.4	Beobachtete Photodesintegrationsreaktionen	55
4.5	Datenüberblick verschiedener Lasersystemen.	63
4.6	Übersicht HPGe-Detektoren	68
4.7	Eigenschaften der Eichquellen	68
5.1	Elektroneneigenschaften zu unterschiedlichen Laserenergien	90
5.2	Gegeüberstellung der mittleren Elektronenenergien $k_B T_e$	97
6.1	Überblick der Laserbestrahlungsstärken	107



1 Einleitung

Die Entwicklung der Lasersysteme nahm seit der Realisierung des Lasers im Jahre 1960 durch Theodore Maiman [1] einen rasanten Verlauf. Vor allem die Entwicklung von gepulsten Lasersystemen war sehr erfolgreich. Ab Mitte der 1980er Jahre ermöglichten Strickland und Mourou [2] mit der Entwicklung der *Chirped Pulse Amplification* (CPA) Methode die Realisierung von hochintensiven Lasern [3]. Bei der CPA-Methode wird ein kurzer Laserpuls von wenigen Pikosekunden vor der Verstärkung durch dispersive Optiken zeitlich gestreckt, was zu einer Verringerung der Pulsleistung führt. Eine Zerstörung der Laserverstärkerm Medien durch nichtlineare optische Effekte wird somit vermieden, dies wiederum ermöglicht eine größere Verstärkung des Laserpulses. Schließlich wird nach einer zeitlichen Kompression des gestreckten und verstärkten Laserpulses ein kurzer Hochenergiepuls im Bereich von derzeit einigen Terawatt (TW) bis hin zu Petawatt (PW) erzeugt. Die Fokussierung auf wenige Quadratmikrometer ermöglicht eine hochintensive Laserstrahlung mit Bestrahlungsstärken von mehr als 10^{18} W/cm^2 .

Die Wechselwirkung eines fokussierten hochintensiven Laserstrahls mit Materie führt zur Erzeugung eines Plasmas. Aufgrund technischer Einschränkungen besitzt jeder Laserpuls einen nahezu konstanten Strahlungsuntergrund einige Nanosekunden vor dem Eintreffen des Hauptpulses. Dieser Untergrund entsteht im Verstärkersystem als so genannte *Amplified Spontaneous Emission* (ASE). Darüberhinaus können zu dem Strahlungsuntergrund zusätzlich Vorpulse generiert werden, die einige Pikosekunden bis Nanosekunden vor dem intensiven Hauptpuls auf eine Probe treffen. Das bei der Wechselwirkung der Probe mit dem Strahlungsuntergrund und dem Vorpuls entstehende Plasma expandiert isotherm und isotrop in den Raum. Der nachfolgende Hauptpuls besitzt aufgrund seiner kleinen Halbwertsbreite von einigen zehn Femtosekunden bis hin zu einigen Pikosekunden eine hohe Bestrahlungsstärke von mehr als 10^{18} W/cm^2 . Die Bestrahlungsstärke ist definiert als die Laserenergie pro Pulsdauer (also die Leistung) und bestrahlter Fläche in den Einheiten von W/cm^2 . Die Wechselwirkung dieses Hauptpulses mit dem Vorplasma führt zur Beschleunigung der Plasmaelektronen, die in diesem Bestrahlungsstärkebereich auf ein Vielfaches ihrer Ruhemasse von $m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$ beschleunigt werden. Es wird dabei folglich von relativistischer Bestrahlungsstärke gesprochen und die dabei entstehenden Plasmen als relativistische Laserplasmen bezeichnet [4].

Die Wechselwirkung des Vorplasmas mit dem kurzen intensiven Hauptpuls hat eine Vielzahl von relativistischen und nichtlinearen Phänomenen zur Folge [4, 5]. Die Folge ist die Eröffnung des neuen Forschungsfeldes der Hochfeldphysik. Die Art der Phänomene hängt dabei im Wesentlichen von der Natur der bestrahlten Probe, des Vorplasmas, der Laserparameter und der Einstrahlrichtung des Lasers auf die Probe ab. An das Lichtfeld des Kurzpulses unmittelbar angekoppelt sind die Elektronen im Plasma. Diese werden auf ein Vielfaches ihrer Ruhemasse beschleunigt. Folglich werden eine Vielzahl an Laserabsorptions- und Beschleunigungsmechanismen diskutiert, welche weitestgehend noch unzureichend verstanden sind und deshalb aktueller Gegenstand der Grundlagenforschung sind [6–10].

Die meisten Anwendungen hochintensiver Laserstrahlen hängen dabei direkt oder indirekt von der Art und Weise der Erzeugung von relativistischen Elektronen ab. Von großem Interesse ist z. B. die Charakterisierung und Kontrollierbarkeit von Teilchen, Ionen und Strahlen, erzeugt in relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungen. Nicht zuletzt werden Konzepte diskutiert, laserbeschleunigte Protonen in konventionelle Beschleunigerstrukturen einzukoppeln. Dazu wurden unter anderem erste Experimente mit dem Petawatt High Energy Laser for heavy Ion EXperiments (PHELIX) des GSI - Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt durchgeführt [11]. Von weiterem Interesse ist die Entwicklung laserunterstützter kernphysikalischer Anwendungen, so

z. B. die Produktion kurzlebiger Radionuklide [12–14] für nukleardiagnostische, medizinische Anwendungen. Des Weiteren ist die Trägheitsfusion mit dem Konzept der schnellen Zündung von Interesse, sowohl mit laserbeschleunigten Protonen [15] als auch mit Elektronen [16]. Diese Anwendungen hängen sowohl von dem Mechanismus der Ankopplung des Lichtfeldes an das Plasma als auch von den kollektiven und individuellen Phänomenen während der Propagation der relativistischen Elektronen durch das Plasma und die Materie ab. Da die relativistische Laser-Materie-Wechselwirkung zur Beschleunigung von Elektronen auf Energien von mehreren Megaelektronenvolt (MeV) führt, stellt die bestrahlte Probe eine leistungsstarke Quelle von Röntgenstrahlung und gerichteter hochenergetischer Bremsstrahlung dar. In Kapitel 2 zur relativistischen Laser-Materie-Wechselwirkung werden die theoretischen Grundlagen näher dargestellt.

Während der Laser-Materie-Wechselwirkung entstehen hochenergetische Elektronen, die über individuelle und kollektive Prozesse die Erzeugung von hochenergetischen Photonen und Protonen sowie Ionen zur Folge haben [17]. Die Energien dieser Strahlung liegen im Bereich der Schwelle für unterschiedliche Kernanregungen und Kernreaktionen. Das führt zu der Erzeugung von sekundären Strahlen und Teilchen, wie die Emission von Neutronen [18], Positronen [19] und Photonen [20, 21]. Die sekundären Strahlen und Teilchen können wiederum mit den umliegenden Atomen und Kernen wechselwirken. Der Einsatz von Hochenergielasern ist sehr attraktiv sowohl in der kernphysikalischen Grundlagenforschung als auch in Anwendungen. Das neue Forschungsgebiet wird in den letzten Jahren durch den Begriff *Laser Nuclear Physics* [13] geprägt. In Kapitel 3 werden die Mechanismen der Wechselwirkung lasererzeugter Partikel und Strahlen mit Atomkernen im Detail beschrieben.

Damit ein effizienter Einsatz von Hochenergielasern ermöglicht wird, ist es wichtig relativistische Laserplasmen und die Laser-Materie-Wechselwirkung besser zu verstehen und beschreiben zu können.

Um den im Fokus liegenden, intensiven Bereich der Laserplasmen zu erschließen, gilt es den Bereich der relativistischen Elektronen zu charakterisieren. Hierzu ist es notwendig, die absolute Ausbeute, die spektrale und die räumliche Verteilung der relativistischen Elektronen am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung zu bestimmen. Auch ist es notwendig den Transport der Elektronen durch die Materie und das Plasma beschreiben zu können. Die Erzeugung und der Transport der relativistischen Elektronen sind wiederum abhängig von der Vorpulsstruktur des Lasers und damit von den Vorplasmabedingungen. So ist es auch notwendig das Vorplasma zu charakterisieren. Bisher sind die relativistischen Laserplasmen nur unzureichend verstanden und aktueller Gegenstand der experimentellen und theoretischen Forschung (siehe Kapitel 2).

In den letzten beiden Jahrzehnten wurden verschiedene Methoden entwickelt und eingesetzt, um Informationen über relativistische Elektronen, welche bei der Laser-Materie-Wechselwirkung erzeugt werden, zu erlangen. Im Folgenden werden einige Diagnostiken genannt.

Magnetspektrometer werden eingesetzt, um die spektrale Verteilung der Elektronen zu messen. Allerdings ist der Akzeptanzwinkel sehr klein. Zudem wird der Transport der Elektronen durch selbstgenerierte Felder und Raumladungseffekte sowie individuelle Effekte stark beeinflusst, sodass Messungen des Elektronenspektrums weit außerhalb der laserbestrahlten Probe nicht notwendigerweise das reale Elektronenspektrum repräsentieren. Röntgendiagnostiken werden zur Bestimmung der spektralen Information der Elektronen verwendet [22]. Dabei wird durch das Einbringen von Elementen mit einer mittleren Ladungszahl in die zu bestrahlende Probe ein charakteristisches Röntgenspektrum erzeugt. Die Röntgenintensität steht hierbei in Zusammenhang mit den verursachenden Elektronen. Das Röntgenspektrum wird mit Röntgendetektoren gemessen. Diese Messung ist allerdings auf einen Energiebereich bis 100 keV begrenzt. Mit verschiedenen Absorberdicken ist es möglich, auch höhere Röntgenenergien zu messen, wobei es hierbei durch Streuprozesse und selbstgenerierte elektrische Felder zu einer Abweichung des detektierten vom tatsächlichen Spektrum kommt.

Zur räumlichen Verteilung und für den Transport der Elektronen durch das Probenmaterial werden Diagnostiken zur Messung der so genannten *Optical Transition Radiation* (OTR) [23] sowie der Čerenkov-Strahlung [24] verwendet.

Eine direkte Messung der Photonen aus hochenergetischen Bremsstrahlungsprozessen ermöglichen zum Beispiel Szintillations- oder Halbleiter-Detektoren. Beim Einsatz in intensiven Kurzpulslaser-Materie-Wechselwirkungsexperimenten entstehen auf Zeitskalen von einigen Pikosekunden hohe Bremsstrahlungsflüsse. Damit ergeben sich einige Grenzen bezüglich des Einsatzes solcher Detektoren in relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungsexperimenten. Die zeitliche Auflösung ist im Bereich von einigen Nanosekunden bis Mikrosekunden beschränkt, was dazu führt, dass der vorausseilende niederenergetische Röntgenblitz während der Wechselwirkung eine nachfolgende Messung des hochenergetischen Photonenteils nahezu unmöglich macht. Des Weiteren ist die Photonenintensität des hochenergetischen Teils dabei niedriger als die des niederenergetischen Teils. Entsprechende Abschirmungen wirken auf das ursprüngliche Photonenspektrum und die Photonenanzahl verfälschend. Schließlich ist der Akzeptanzwinkel des Detektors eingeschränkt, sodass nicht die Absolutzahl der Photonen ermittelt werden kann.

In den vergangenen zehn Jahren wurden mit der Realisierung von TW- und PW-Lasersystemen kernphysikalische Phänome beobachtet und die Möglichkeit der Beschleunigung von Protonen mit hochintensiven Lasern entdeckt. In den darauffolgenden Jahren wurden an den damals ersten TW- und PW-Lasersystemen groß angelegte Studien bezüglich der nuklearen Aktivierung und der Produktion von radioaktiven Isotopen durchgeführt. Dabei wurde und wird diskutiert, entsprechende Nukleardiagnostiken zur Untersuchung von relativistischen Laserplasmen zu entwickeln und einzusetzen [20, 25–28].

Zur Untersuchung und Charakterisierung von relativistischen Laserplasmen wird im Rahmen dieser Arbeit eine erweiterte nukleardiagnostische Methode als Offline-Diagnostik vorgestellt.

Das Prinzip basiert auf der nuklearen Aktivierung selektierter Isotope mit unterschiedlichen nuklearen Anregungsschwellen. Die während der Laser-Materie-Wechselwirkung im fokussierten Bereich erzeugten hochenergetischen Elektronen wechselwirken mit dem Probenmaterial. Es gibt verschiedene Wechselwirkungsprozesse der Elektronen mit dem Probenmaterial, die in Kapitel 3 beschrieben werden. In dem betrachteten Energiebereich der Elektronen existieren zwei dominierende Wechselwirkungsprozesse. Der eine ist der relativistische Bremsstrahlungsprozess gemäß der Theorie von H. Bethe und W. Heitler [29]. Ein weiterer, relevanter Wechselwirkungsprozess ist die Kleinwinkelstreuung gemäß der Theorie von G. Molière [30]. Elektronen mit Energien oberhalb einer bestimmten Energieschwelle regen direkt oder indirekt die Kerne des Probenmaterials an. Diese indirekte Anregung bedeutet, dass die hochenergetischen Elektronen zunächst Bremsstrahlungsphotonen generieren. Die Bremsstrahlung induziert anschließend ab einer bestimmten Schwelle Photo-Neutron-Desintegrationsreaktionen. Die Folge ist, dass das umliegende Probenmaterial nuklear aktiviert wird.

Das Ziel ist die Rekonstruktion des hochenergetischen Bremsstrahlungsspektrums und des Elektronenspektrums. Dazu müssen auf der einen Seite die Isotopenzusammensetzung in Bezug auf Reaktionsschwellen und Wirkungsquerschnitte und die Geometrie solcher nuklearen Aktivierungsproben geeignet gewählt werden. Auf der anderen Seite wird mit Hilfe einer hochauflösenden Gammaskopie und einer Autoradiographie mittels Bildspeicherplatten (Imaging Plates, IP) die Zerfallsstrahlung der aktivierten Probe analysiert.

Damit wird es ermöglicht, die absolute Ausbeute, die spektrale sowie die räumliche Verteilung der lasererzeugten hochenergetischen Elektronen am Ort der Laser-Materie-Wechselwirkung zu bestimmen. Der entscheidende Vorteil dieser Diagnostik ist, dass sie nur auf den hochenergetischen Bereich der Elektronen sensitiv ist. Daher können störende kollektive niederenergetische Effekte während der Laser-Plasma-Wechselwirkung die nukleardiagnostische Methode nicht beeinflussen oder verfälschen. Die experimentelle Methode und die im Rahmen dieser Doktorarbeit entwickelten speziellen Aktivierungsproben werden im Kapitel 4 im Detail beschrieben.

Die experimentellen Untersuchungen der hier vorgestellten nukleardiagnostischen Methode wurden an drei verschiedenen Lasersystemen, dem LULI 100 TW Lasersystem in Frankreich, dem PHELIX in Deutschland und dem Vulcan Laser in Großbritannien durchgeführt.

Des Weiteren wurde eine Analysemethode zur Entfaltung des hochenergetischen Bremsstrahlungsspektrums und des Spektrums der hochenergetischen Elektronen am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung entwickelt. Mit dieser Methode ist es möglich das Bremsstrahlungsspektrum ohne Annahme einer Fitfunktion, welche ein Modellspektrum beschreibt, zu rekonstruieren. Die experimentellen Ergebnisse sowie die Analyse werden in Kapitel 5 dargestellt.

Es ist von großem Interesse, die reale Laserbestrahlungsstärke am Ort der Laser-Materie-Wechselwirkung zu bestimmen, da diese eng mit den Mechanismen zur relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung verknüpft ist. Es gibt keine Möglichkeit, diese direkt mit entsprechenden Laserleistungsmessinstrumenten zu ermitteln, weil diese Messsysteme durch die erwarteten großen Bestrahlungsstärken und erreichbaren Pulsenergien zerstört werden. Des Weiteren hängt die Bestrahlungsstärke von den relativistischen und nichtlinearen Effekten während der Laser-Plasma-Wechselwirkung ab. Diese Effekte sind mit den Elektronen verknüpft. Konventionelle Messmethoden zur Bestimmung der Laserbestrahlungsstärke im Fokusbereich beruhen auf der Messung der Fokausdehnung und der Abschätzung der Laserenergieverteilung im Bereich des Fokus. Zur Messung des zeitlichen Laserpulsprofils werden Autokorrelatoren eingesetzt. Aus der gemessenen Fokausdehnung, Pulsenergie sowie Pulslänge wird schließlich die Laserbestrahlungsstärke im Bereich des Fokus abgeschätzt. Es ist allerdings nicht möglich diese indirekte Bestimmung der Bestrahlungsstärke mit dem verstärkten Laserpuls durchzuführen. Beim verstärkten Laserpuls ist die Energieverteilung im Bereich des Fokus aufgrund von nichtlinearen und thermischen Effekten im Laser- und Verstärkersystem sowie der nichtlinearen und relativistischen Effekte am Ort des Fokus und damit Laser-Plasma-Wechselwirkungszone eine andere.

Eine Möglichkeit die maximale Bestrahlungsstärke im Fokus direkt zu ermitteln beruht auf der Ionisation in Edelgasen [31–34]. Dabei steht der Ladungszustand dieser Edelgasionen im Zusammenhang mit der Laserbestrahlungsstärke. Eine Grenze dieser Methode liegt darin begründet, dass es eine maximal mögliche Ionisierbarkeit des entsprechenden Atoms gibt und somit ab einer bestimmten Bestrahlungsstärke Sättigung in der Ausbeute der Ionen mit dem größten Ladungszustand einstellt. In Einzelpulsexperimenten konnten Bestrahlungsstärken bis zu 10^{19} W/cm^2 mit dieser Methode ermittelt werden [33].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die nukleardiagnostische Methode verwendet, um die reale Laserbestrahlungsstärke am Ort des Fokus zu ermitteln. Die entsprechenden Resultate werden in Kapitel 6 dargestellt und diskutiert.

2 Relativistische Laser-Materie-Wechselwirkung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur Wechselwirkung eines hochintensiven Laserpulses mit Materie zusammengefasst, welche für das Verständnis der in dieser Arbeit behandelten Sachverhalte notwendig sind.

Es wird die Wechselwirkung eines kurzen Laserpulses mit einem Festkörper erläutert, mit der Folge der Ausbildung eines relativistischen Laserplasmas. Dabei wird auf die Laser-Plasma-Absorptionmechanismen eingegangen. Des Weiteren werden die nichtlinearen und relativistischen Effekte beschrieben, die zu einer Beeinflussung der Laserbestrahlungsstärke am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung führen.

Der Schwerpunkt liegt bei der Betrachtung der relativistischen Elektronen. Dabei wird die Beschleunigung und der Transport der Elektronen behandelt. Schließlich wird der Einfluss der Vorplasmaeigenschaften auf die Dynamik der hochenergetischen Elektronen dargestellt.

2.1 Laser-Plasma Wechselwirkung

Für die folgenden Betrachtungen sei zunächst bemerkt, dass der zeitliche Verlauf eines Laserpulses in der Regel ein gaußförmiges Profil beschreibt. So steigt die Bestrahlungsstärke über eine endliche Zeit $\tau_{Anstieg}$ kontinuierlich an.

Bei der Fokussierung eines intensiven Laserpulses auf Materie, wird diese gemäß des Bestrahlungsstärkeverlaufs der ansteigenden Flanke des Pulses, über verschiedene Stufen an Ionisationsmechanismen ionisiert. Die Bestrahlungsstärke, für die die Ionisation der Materie garantiert wird, lässt sich aus dem Bohr'schen Atommodell ableiten. Dabei gilt für den Bohr'schen Atomradius

$$a_B = \frac{\hbar^2}{me^2} = 5,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm.} \quad (2.1)$$

Daraus ergibt sich eine elektrische Feldstärke von

$$E_{Atom} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_B^2} = 5,1 \cdot 10^9 \text{ V/cm.} \quad (2.2)$$

Das bedeutet, dass ein Laser folgende Bestrahlungsstärke besitzen muss, um die atomare Bindungsstärke zu erreichen;

$$I_{Atom} = \frac{\epsilon_0 c E_a^2}{2} = 3,51 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2. \quad (2.3)$$

Die laserinduzierte Ionisation ist bereits bei niedrigeren Bestrahlungsstärken zu beobachten. Das lässt sich durch die sogenannte Mehrphotonenionisation erklären, die bei hohen Photonenflüssen zu beobachten ist. Ionisation tritt demnach bei Bestrahlungsstärken von $\geq 10^9 \text{ W/cm}^2$ auf [35, 36]. Liegt darüber hinaus die elektrische Feldstärke des einfallenden Laserpulses im Bereich des Coulomb-Potenzials des Atoms, so kommt es zu dem Effekt der Tunnelionisation. Dabei wird die Coulomb-Barriere energetisch bis zur Ionisationsschwelle herabgesetzt. Dieser Prozess tritt bereits bei effektiven Bestrahlungsstärken im Bereich von 10^{14} W/cm^2 ein [31, 37, 38]; also deutlich unter I_{Atom} . Bei weitaus höheren Bestrahlungsstärken ($I \gg I_{Atom}$) setzt der Prozess der Feldionisation ein [39]. Schließlich werden diese Ionisationsprozesse durch Sekundärprozesse, u.a. durch Stoßionisation, verstärkt. Dazu ist zu sagen, dass Stoßionisation bezüglich der Ionisationsprozesse immer beteiligt ist.

Folglich bildet sich ein Plasma, in welchem die Plasmaelektronen thermisch verteilt sind mit der mittleren Energie $k_B T_e$, wobei T_e die Elektronentemperatur und k_B die Boltzmann-Konstante bedeutet. Entlang der Laserpropagationsrichtung entsteht eine Dichteverteilung n_e der Plasmaelektronen, die vom zeitlichen Bestrahlungsstärkeprofil abhängt. Bei realen Laserpulsen laufen dem Hauptpuls aufgrund technischer Einschränkungen in der Regel Vorpulse oder ein nahezu konstanter Strahlungsuntergrund einige Pikosekunden bis Nanosekunden voraus. Die Bestrahlungsstärken liegen dabei oberhalb der Ionisationsschwelle. Der Strahlungsuntergrund entsteht im Verstärkersystem als die sogenannte *Amplified Spontaneous Emission* (ASE). Diese Vorpulse und die ASE haben demnach einen von der Zeit abhängigen Plasmadichtegradienten zur Folge. Dabei ist der Mechanismus der Laser-Plasma-Absorption von dem Verlauf der Elektronendichte beziehungsweise von der Größe des Dichtegradientens abhängig, was im Abschnitt 2.4.3 näher erläutert wird.

Des Weiteren entstehen in einem thermischen Plasma, unter Beachtung des Zweiflüssigkeitsmodells bei schwachen Magnetfeldern, longitudinale Fluktuationen in der Ladungsdichte jeweils mit einer charakteristischen Frequenz. Gemäß dieses Modells treten zwei verschiedene Plasmawellen auf: Zum einen die hochfrequente Elektronenplasmawelle oder auch Langmuir-Welle genannt und zum anderen die so genannte niederfrequente ionenakustische Welle. Im Folgenden werden die Elektronenplasmawellen betrachtet, da diese aufgrund ihrer hohen Frequenz und der sehr kleinen Masse der Elektronen entscheidend sind bei der Ankopplung von elektromagnetischen Wellen an ein Plasma. Die schweren und damit trägen Ionen können dabei als ein neutralisierender Hintergrund betrachtet werden. Die niederfrequenten Ionendichtefluktuationen sind analog zu den Schallwellen in einem gewöhnlichen Gas zu sehen. Die leichten Plasmaelektronen führen folglich kollektive Schwingungen um die schweren Hintergrundionen durch. Aus den Bewegungsgleichungen eines Elektronenfluids im Rahmen des Hydrodynamischen Modells kann die Dispersionsrelation der Oszillationen der Plasmaelektronen mit der thermischen Geschwindigkeit

$$v_e = \sqrt{\left(\frac{2k_B T_e}{m_e}\right)} \quad (2.4)$$

entlang des Wellenvektors k abgeleitet werden:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{2}k^2 v_e^2. \quad (2.5)$$

Die Elektronen-Plasmafrequenz ω_p , mit der die Elektronen gegen die Ionen schwingen, ergibt sich als die Eigenfrequenz eines harmonischen Oszillators zu

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\gamma m_e \epsilon_0}} \quad (2.6)$$

mit dem relativistischen Lorentz-Faktor $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$.

Diese Elektronenfluktuationen werden innerhalb der sogenannten Debye-Länge λ_D

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.7)$$

abgeschirmt. Dies bedeutet, dass im Bereich der Debye-Länge eine Abweichung von der Quasineutralität möglich ist. Gemäß der zeitlich veränderlichen Elektronenfluktuationen ist somit eine dynamische Abschirmung anzunehmen. Bei der Betrachtung eines getriebenen harmonischen Oszillators bewegen sich die Elektronen mit der Störung unterhalb der Plasmafrequenz ω_p , was zu einer Abschirmung führt. Auf kurzen Zeitskalen, d.h. bei Frequenzen

oberhalb der Plasmafrequenz können die Elektronen einer Störung nicht folgen, was dazu führt, dass keine Abschirmung vorliegt. Für eine Störung in Form einer elektromagnetischen Welle bedeutet dies, dass eine solche Welle mit einer Frequenz unterhalb von ω_p nicht in ein Plasma eindringen kann und folglich reflektiert wird. Bei Frequenzen oberhalb von ω_p wird das Plasma für die elektromagnetische Welle transparent.

Im Weiteren wird die Propagation einer elektromagnetischen Welle in einem homogenen Plasma beschrieben. Die Wellengleichung einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma wird über die Maxwell-Gleichungen abgeleitet und ergibt sich zu

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{\omega_L^2}{c^2} \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}$ die Dielektrizitätszahl des Plasmas. Aus der Wellengleichung folgt die Dispersionsrelation für eine elektromagnetische Welle in einem Plasma

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2. \quad (2.9)$$

Es ist zu erkennen, dass ω_p die minimale Frequenz ist, bei der eine elektromagnetische Welle durch ein Plasma propagieren kann. Für den Fall $\omega_L < \omega_p$ wird k imaginär, d.h. die elektromagnetische Welle propagiert nicht durch das Plasma. Wie im letzten Absatz beschrieben, werden die Elektronen abgeschirmt für den Fall $\omega_L < \omega_p$. Somit gilt als Grenzbedingung für die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem Plasma $\omega_L = \omega_p$. Mit den Gleichungen (2.6) und (2.9) folgt mit $\omega = 2\pi\nu$ und $\nu = c/\lambda_L$ für die Elektronendichte

$$n_c = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e^2} \cdot \gamma \cdot \frac{1}{\lambda_L^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \cdot \frac{\gamma}{\lambda_L^2} \text{ cm}^{-3}, \quad (2.10)$$

wobei λ_L die zentrale Wellenlänge des Lasers beschreibt, welche in Einheiten von μm angegeben wird. n_c wird als die kritische Elektronendichte bezeichnet, ab welcher eine elektromagnetische Welle reflektiert wird. Ein Plasma mit einer Dichte $n_e < n_c$ wird als unterdichtetes Plasma bezeichnet und für den Fall $n_e > n_c$ wird von einem überdichteten Plasma gesprochen. Die Energieübertragung, d.h. das Plasmaheizen, von einer elektromagnetischen Welle auf ein Plasma findet demnach in einem unterdichten Plasma statt. Für den Brechungsindex $\eta = ck/\omega_L$ eines Plasmas gilt dann

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}. \quad (2.11)$$

2.2 Wechselwirkung einer ebenen elektromagnetischen Welle mit einzelnen Elektronen

Im Folgenden wird die Wechselwirkung einzelner Elektronen mit intensiver Laserstrahlung beschrieben. Es wird damit eine grundlegende Betrachtungsweise zur Ankopplung intensiver Laserstrahlung an ein Plasma und die damit verbundenen Beschleunigungsmechanismen von Elektronen eingeführt.

Die Kraft, welche ein elektromagnetisches Feld auf eine Ladung, hier speziell ein Elektron, ausübt, wird durch die Lorentz-Gleichung beschrieben

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (2.12)$$

Im Fall der relativistischen Behandlung ist der Impuls des Elektrons $\vec{p} = \gamma m_e \vec{v}$.

Eine linear polarisierte ebene elektromagnetische Welle, welche sich in z-Richtung ausbreitet, wird formal durch ihr im Raum oszillierendes elektrisches und magnetisches Feld wie folgt beschrieben

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_0(t) e^{-i(\omega_L t - kz)} \vec{e}_x, \quad (2.13)$$

$$\vec{B}(x, y, z, t) = B_0(t) e^{-i(\omega_L t - kz)} \vec{e}_y. \quad (2.14)$$

Dabei ist die elektrische mit der magnetischen Feldkomponente über die Maxwell-Gleichung verknüpft, so dass $B_0(t) = E_0(t)/c$ gilt.

Ein Elektron erfährt demnach im nichtrelativistischen Fall ($v \ll c$), gemäß Gleichung (2.12), eine ablenkende Kraft senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle. Das bedeutet, das Elektron führt harmonische Oszillationen über die Zeit der treibenden elektromagnetischen Welle aus. Im relativistischen Fall, wenn ein Elektron im elektrischen Feld einer elektromagnetischen Welle auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt wird ($v \leq c$), wird der Lorentz-Term in Gleichung (2.12) größer Null. Das bedeutet, dass ein Elektron eine zusätzliche Kraft in Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle erfährt.

Im Folgenden wird ein Trennkriterium abgeleitet, ab welcher Schwellenbestrahlungsstärke eines Lasers relativistische Laser-Elektron-Wechselwirkung eintritt. Dazu ist zunächst die nichtrelativistische Lösung der Lorentz-Gleichung (2.12) unter Verwendung von Gleichung (2.13) zu betrachten. Aus dieser Lösung wird die Geschwindigkeit des oszillierenden Elektrons senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle erhalten:

$$\vec{v}_{\text{senkrecht}}(t) = \frac{eE_0}{i\omega_L m_e} e^{-i(\omega_L t - kz)} \vec{e}_x. \quad (2.15)$$

Die Geschwindigkeitsamplitude der Elektronenoszillation ist dann

$$v_{0,\text{senkrecht}} = \frac{eE_0 c}{2\pi m_e \lambda_L}. \quad (2.16)$$

Ein Elektron erreicht nahezu Lichtgeschwindigkeit, wenn die Amplitude des elektrischen Feldes einer elektromagnetischen Welle mit einer typischen Wellenlänge von $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$ Werte von $E_0 > 3,2 \times 10^{12} \text{ V/m}$ annimmt. Mit der Beziehung

$$I_0 = \frac{E_0^2 \epsilon_0 c}{2} \quad (2.17)$$

muss folglich eine relativistische Bestrahlungsstärke von $I_{\text{rel}} > 1,37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ erreicht werden.

Im relativistischen Fall ergibt sich für die Lösung der Geschwindigkeitskomponente eines Elektrons in Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle

$$\vec{v}_{\text{parallel}}(t) = \frac{eE_0 v_{0,\text{senkrecht}}}{im_e c \omega_L} e^{-i(\omega_L t - kz)} \vec{e}_z. \quad (2.18)$$

Die Geschwindigkeitsamplitude kann dann geschrieben werden als

$$v_{0,\text{parallel}} = \frac{eE_0 v_{0,\text{senkrecht}}}{2\pi m_e \lambda_L}. \quad (2.19)$$

In der Literatur wird die normierte Amplitude a_0 eingeführt [10], um Aussagen darüber treffen zu können, ob es sich um eine Laser-Elektron-Wechselwirkung im relativistischen oder nichtrelativistischen Fall handelt. Die

normierte Amplitude ist definiert als das Verhältnis zwischen Geschwindigkeitsamplitude eines Elektrons in Propagationsrichtung einer elektromagnetischen Welle und der Geschwindigkeitsamplitude senkrecht zur Ausbreitungsrichtung

$$a_0 := \frac{v_{0,parallel}}{v_{0,senkrecht}} = \frac{v_{0,senkrecht}}{c}. \quad (2.20)$$

Die normierte Amplitude wird entsprechend als Trennkriterium verwendet. Demzufolge werden Laserbestrahlungsstärken I_0 , welche die Bedingung

$$a_0 = \sqrt{\frac{I_0 [\text{W/cm}^2] \lambda_L^2 [\mu\text{m}]^2}{1,37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 1 \mu\text{m}^2}} \geq 1 \quad (2.21)$$

erfüllen, relativistisch genannt.

Ein Elektron erhält im relativistischen Fall eine Driftgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle. Diese Driftgeschwindigkeit kann mittels der normierten Amplitude ausgedrückt werden:

$$\vec{v}_D = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2} c \vec{e}_z. \quad (2.22)$$

Beim Durchlaufen einer ebenen Welle erhält das Elektron in der ersten Halbperiode in Ausbreitungsrichtung eine Driftgeschwindigkeit. In der zweiten Halbperiode der Welle, in der das elektrische und magnetische Feld das Vorzeichen ändert, wird das Elektron mit der gleichen Geschwindigkeit wieder zurück zur Ausgangsposition bewegt. Im Mittel hat das Elektron also keine Energie von der elektromagnetischen Welle aufgenommen.

2.3 Wechselwirkung eines Elektrons mit einer räumlich inhomogenen Feldverteilung

Unter realen Bedingungen handelt es sich nicht um ebene elektromagnetische Wellen, welche mit den Elektronen wechselwirken. Vielmehr handelt es sich bei realen Laserpulsen um räumlich und zeitlich nicht konstant verlaufende Bestrahlungsstärkeverteilungen. Anschaulich lässt sich dieser Vorgang wie folgt beschreiben. In der ersten Halbperiode kommt es zur Auslenkung eines Elektrons aus dem Bereich mit großer Feldstärke. Das Elektron nimmt eine neue Position ein. In der zweiten Halbperiode kehren die Felder um, was zu einer Rückbewegung Richtung Ausgangspunkt führt. Allerdings ist bei einer inhomogenen Feldstärkeverteilung die Bestrahlungsstärke in der zweiten Halbperiode am neuen Ort des Elektrons geringer als bei der Hinbewegung in der ersten Halbperiode der Oszillation. Das bedeutet, dass das Elektron dann um eine kleinere Strecke zurück in Richtung Ausgangspunkt bewegt wird. Bei einem hochfrequenten Wechselfeld, variiert die Kraft auf die Ladung sehr schnell. Das hat zur Folge, dass die Oszillationsamplituden sehr klein sind. Bei einer makroskopischen Betrachtung der Elektronentrajektorie ist demnach die gemittelte Kraft, also die ponderomotorische Kraft, die auf das Elektron wirkt entscheidend. Die ponderomotorische Kraft wird demnach als der niederfrequente Anteil der Kraft eines räumlich inhomogenen, hochfrequenten elektromagnetischen Feldes, welches auf eine Ladung wirkt, definiert. Das Elektron behält schließlich nach der Propagation eines Laserpulses seine Driftgeschwindigkeit bei. Effektiv wurde dem Elektron über eine Schwingungsperiode eine Energie vom Laserpuls übertragen.

Eine quantitative Beschreibung der ponderomotorischen Kraft wird in der Arbeit von Boot und R.-S.-Harvie [40] gegeben. Hierbei wird die ponderomotorische Kraft im nichtrelativistischen Fall ($v \ll c$) aus der zweiten Ordnung der Lorentz-Gleichung (2.12) abgeleitet. Dabei wird der erste Term der Gleichung (2.12) unter Verwendung von Gleichung (2.13) in einer Taylor-Reihe entwickelt. In zweiter Ordnung folgt für die Kraft

$$m_e \frac{\partial v_x^{(2)}}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e \omega_L^2} E_0 \frac{\partial E_0(x)}{\partial x} \cos^2(\omega_L t - kz). \quad (2.23)$$

Mit der zeitlichen Mittelung über eine Oszillationsperiode folgt die ponderomotorische Kraft

$$F_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega_L^2} \frac{\partial E_0^2}{\partial y}. \quad (2.24)$$

Das Elektron wird aus Regionen mit lokal hoher Bestrahlungsstärke beschleunigt und nimmt die Geschwindigkeit $v \sim v_{0, \text{senkrecht}}$ auf. Das dazugehörige ponderomotorische Potenzial ist

$$\Phi_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e\omega_L^2}. \quad (2.25)$$

In den Arbeiten von E.A. Startsev und C.J. McKinstrie [41] sowie von D. Bauer et al. [42] werden Herleitungen der ponderomotorischen Kraft für den relativistischen Fall ($v \leq c$) aufgezeigt. Danach folgt für die relativistische ponderomotorische Kraft im Allgemeinen

$$\vec{F}_p = -m_e \vec{\nabla} \Phi_p. \quad (2.26)$$

Mit Hilfe der normierten Amplitude a_0 lautet das ponderomotorische Potenzial

$$\Phi_p = m_e c^2 \frac{a_0^2}{4\bar{\gamma}^2}, \quad (2.27)$$

wobei $\bar{\gamma}$ der Lorentz-Faktor ist, welcher über die Schwingungsperiode zeitlich gemittelt ist. Für eine linear polarisierte Welle gilt $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ und für eine zirkular polarisierte elektromagnetische Welle ist $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2}$. Die kinetische Energie, welche ein Elektron aus dem ponderomotorischen Potenzial erhält, ergibt sich zu

$$W_p = (\bar{\gamma} - 1) m_e c^2. \quad (2.28)$$

In der Fokalebene eines fokussierten Laserstrahls erfährt ein Elektron aufgrund der inhomogenen Bestrahlungsstärkeverteilung eine resultierende ponderomotorische Kraft. Das Elektron wird unter einem Winkel Θ aus dem Bereich des Fokus herausbeschleunigt. Für den Impuls parallel zur Laserpropagationsrichtung gilt $p_{\parallel} = W_p/c = (\bar{\gamma} - 1)m_e c$ und für die senkrechte Impulskomponente folgt $p_{\perp} = \sqrt{2p_{\parallel}m_e c} = m_e c \sqrt{2(\bar{\gamma} - 1)}$. Somit ergibt sich für den Emissionswinkel Θ [43, 44]

$$\tan \Theta = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = \sqrt{\frac{2}{\bar{\gamma} - 1}}. \quad (2.29)$$

2.4 Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit einem Festkörper

In dieser Arbeit werden Experimente behandelt, welche die Wechselwirkung von Laserpulsen mit Festkörperproben beinhalten. Deshalb werden im folgenden Abschnitt die Prozesse beschrieben, die bei dieser Wechselwirkung auftreten.

Der Prozess der Laser-Festkörper-Wechselwirkung wird zunächst über die Fresnel-Gleichungen beschrieben. Diese beschreiben die Anteile der Feldamplitude der einfallenden Welle in Abhängigkeit zum Einfallswinkel und der Polarisation, welche an der Oberfläche reflektiert und transmittiert werden [45]. Für den Grad der Reflexion gilt

$$R_s = \left| \frac{\sin(\theta - \theta_T)}{\sin(\theta + \theta_T)} \right|^2 \quad (2.30)$$

und

$$R_p = \left| \frac{\tan(\theta - \theta_T)}{\tan(\theta + \theta_T)} \right|^2. \quad (2.31)$$

Die Indize s bzw. p stehen dabei für senkrecht bzw. parallel polarisierte elektromagnetische Wellen. Der Winkel θ_T der transmittierten Welle ergibt sich aus dem *Snellius'schen Gesetz* zu

$$\theta_T = \sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta}{n} \right), \quad (2.32)$$

wobei $n = \sqrt{\epsilon}$ den Brechungsindex des Festkörpers bezeichnet und θ den Einfallswinkel bzw. den Reflexionswinkel.

Des Weiteren dringt das Feld der einfallenden Welle aufgrund des Skin-Effektes in einen elektrisch leitfähigen Festkörper ein. Die Tiefe, bei der die elektrische Feldstärke um $1/e$ abgenommen hat, wird Skin-Tiefe δ_{skin} genannt.

Bei der Fokussierung eines hochintensiven Laserpulses auf die Oberfläche einer Festkörperprobe werden Bestrahlungsstärken erreicht, welche die in Abschnitt 2.1 beschriebene Ionisationsschwelle überschreiten. Auf der Oberfläche wird ein Plasma erzeugt, deren Dichte im Bereich der Festkörperdichte liegt ($n_e > n_c$).

Wie bereits oben beschrieben, handelt es sich bei realen kurzen Laserpulsen nicht um perfekte und beliebig rasch anwachsende Pulsverläufe. Vielmehr besitzen diese einen ASE-Strahlungsuntergrund, welcher nach einer rasch ansteigenden Flanke einige Nanosekunden dem Hauptpuls vorseilt. Zusätzlich können Vorpulse im Bereich von einigen Pikosekunden bis Nanosekunden vor dem eigentlichen intensiven kurzen Laserpuls auf die Festkörperoberfläche einwirken. Die Bestrahlungsstärken der ASE oder der Vorpulse liegen dabei im Bereich der Ionisationsschwelle, was zu der Ausbildung eines ausgedehnten Vorplasmas auf der Oberfläche im Bereich des Fokus führt. Die Ausdehnung des Vorplasmas kann über das Verhältnis der Bestrahlungsstärke des Strahlungsuntergrundes zur Bestrahlungsstärke des Hauptpulses beeinflusst werden. Diese Relation wird das Kontrastverhältnis genannt. Im Abschnitt 2.4.1 werden die Eigenschaften dieser Vorplasmen behandelt.

Des Weiteren wirken sich die Vorplasmaeigenschaften wiederum auf den Mechanismus der Laser-Plasma-Absorption aus, was den Prozess der Beschleunigung von Elektronen beeinflusst. Die Mechanismen der Elektronenbeschleunigung werden im Abschnitt 2.4.3 erläutert.

2.4.1 Vorplasmaeigenschaften

Das auf der Festkörperoberfläche erzeugte Plasma expandiert mit der ionenakustischen Geschwindigkeit in das Vakuum. Dabei ergibt sich für diese Expansionsgeschwindigkeit [46] gemäß des Zweiflüssigkeiten-Modells

$$v_s = \sqrt{\frac{k_b (Z T_e + T_i)}{m_i}}. \quad (2.33)$$

Hierin bezeichnet Z die Ladungszahl, T_e die Elektronentemperatur, T_i die Ionentemperatur und m_i die Ionenmasse. Auf der Oberfläche bildet sich folglich ein isotherm expandierendes Vorplasma, welches vom Festkörper aus in den unterkritischen Bereich ($n < n_c$) ein exponentiell abfallendes Dichteprofil aufweist. Entlang der Flächennormalen bildet sich in der Zeit t näherungsweise folgendes Dichteprofil aus [46]:

$$n(z, t) = n_0 \cdot e^{-\frac{z}{v_s t}}. \quad (2.34)$$

Ein typisches Maß für die Charakterisierung eines Vorplasmas ist die Gradientenlänge oder Skalenlänge L_S des Dichteprofiles. Diese gibt die Stärke der Dichteänderung bezüglich der Vorplasmaexpansionsrichtung an. Im Fall der Ausdehnung in z-Richtung und unter Beachtung von Gleichung (2.34) folgt dann für die Skalenlänge

$$L_S = n_0 \left(\frac{\partial n}{\partial z} \Big|_{n(z,t)} \right)^{-1} = v_s t. \quad (2.35)$$

Dies bedeutet, dass die Skalenlänge die Strecke der Vorplasmaausdehnung beschreibt, nach der die Plasmadichte um den e^{-1} -ten Teil abgenommen hat. Typische Skalenlängen liegen im Bereich von einigen Mikrometern.

Des Weiteren überträgt das ablatierende Plasma einen Impuls auf die Festkörperoberfläche. Dieser Ablationsdruck erzeugt eine Schockfront, welche sich mit der Ionenakustischen Geschwindigkeit auf den Festkörper bewegt. Diese Schockwelle beeinflusst den Festkörper durch Komprimierung und Heizen. Zusätzlich führt die Komprimierung durch die Schockwelle unmittelbar vor dem Festkörper zu einer Verdichtung des Plasmas, was ein Aufsteilen im Verlauf des Dichteprofiles zur Folge hat.

Nach der Bildung des Vorplasmas propagiert die vorhandene elektromagnetische Welle aufgrund der weiterhin bestehende ASE bis zur kritischen Dichte durch das Plasma. Bei der kritischen Dichte kommt es zur Reflexion, was einen Impulsübertrag auf die Elektronen und die Plasmaionen in Richtung der Festkörperoberfläche zur Folge hat. Durch den entstehenden Lichtdruck auf die Front der kritischen Dichte wird das Dichteprofil zusätzlich zur Schockwellenkompression aufgestellt. Der Effekt der Plasmaaufsteilung tritt durch den nachfolgenden Hauptpuls zusätzlich und im höheren Maße auf. Die Front der kritischen Dichte bewegt sich mit der Ionenakustischen Geschwindigkeit in Richtung Festkörper. Oberhalb der kritischen Dichte wird der Brechungsindex nach Gleichung (2.11) imaginär. Das bedeutet, dass der Wellenzahlvektor in der Lösung der Wellengleichung (2.8) imaginär wird und folglich die Amplitude E_0 exponentiell mit der Propagationsrichtung der elektromagnetischen Welle abnimmt. D. h., gemäß Gleichung (2.13) ergibt sich für das elektrische Feld oberhalb der kritischen Dichte $\vec{E} = E_0 e^{-\frac{z}{l_{skin}}}$. Es handelt sich bei l_{skin} um die stoßfreie Skin-Tiefe, die sich für den Fall des hochüberkritischen Bereichs ($n_e \gg n_c$) zu $l_{skin} = \frac{c}{\omega_p}$ ergibt.

Die Einwirkung des ASE-Untergrundes auf das Vorplasma wird neben seiner zeitlichen Begrenzung durch folgenden Prozess verringert. Während des Einflusses der ASE kommt es zur weiteren Ionisation. Die Stärke der Ionisation nimmt transversal von der Strahlachse nach außen hin ab, gemäß eines gaußverteilten Intensitätsprofils. Das hat zur Folge, dass die Dichte radial von der Achse abnimmt. Folglich bildet sich nach Gleichung (2.11) ein radial inhomogener Plasmabrechungsindex. Der Brechungsindex erhöht sich radial nach außen. Schließlich wird die ASE-Untergrundstrahlung defokussiert, was zu einer Verringerung der Bestrahlungsstärke und damit zu einer Verringerung seiner Einwirkung auf das Vorplasma führt. Die Elektronen erreichen in der Zeit des Heizens durch die ASE typische Temperaturen im thermischen Bereich (einige eV).

Bei der Wechselwirkung des nachfolgenden hochintensiven Hauptpulses mit dem Vorplasma kommt es aufgrund der hohen Bestrahlungsstärke zu entsprechend nichtlinearen und relativistischen Effekten. Die wesentlichen Effekte, welche sich verändernd auf die tatsächliche Laserbestrahlungsstärke während der hochintensiven Laser-Materie-Wechselwirkung auswirken, sind die nichtlineare und relativistische Selbstfokussierung. Grundsätzlich werden dabei drei Fälle unterschieden:

1. In einem homogenen Medium nimmt der Brechungsindex bei großen Bestrahlungsstärken in Richtung der gaußförmigen, radialen Bestrahlungsstärkeverteilung nach außen hin ab. Entsprechend nimmt die Phasengeschwindigkeit nach außen hin zu. Die Folge ist, dass die Wellenfronten in Richtung Strahlachse gekrümmt werden, was zu einer weiteren Fokussierung führt. Schließlich erhöht sich damit die Bestrahlungsstärke.

Ausschlaggebend ist dabei der *Kerr-Effekt* [45], nach dem die Brechzahl n eines nichtlinearen Mediums von der Bestrahlungsstärke I_L des Lasers abhängt. Dabei gilt der Zusammenhang $n(I_L) = n_0 + n_2 I_L$, wobei n_2 den sogenannten *Kerr-Koeffizienten* bezeichnet.

2. In einem Plasma werden aufgrund der ponderomotorischen Kraft die Elektronen radial aus dem Strahlengang verdrängt. Dabei wird die Dichte zur Strahlachse geringer. Folglich nimmt der Brechungsindex gemäß Gleichung (2.11) zur Strahlachse hin zu. Schließlich kommt es zur Fokussierung des mit dem inhomogenen Plasma wechselwirkenden Laserstrahls.
3. Übersteigt die Bestrahlungsstärke die relativistische Schwelle, so wird der Lorentz-Faktor $\gamma > 1$. Bei einem gaußverteilten Bestrahlungsstärkeprofil nimmt dieser zur Strahlachse hin zu. Das bedeutet, die Elektronen erfahren mit der Erhöhung des Lorentz-Faktors eine relativistische Massenzunahme. Eine Änderung der Elektronenmasse hat eine Änderung der Plasmafrequenz zur Folge, was sich schließlich auf eine Änderung des Brechungsindex des Plasmas niederschlägt. Dieser Effekt hat eine Fokussierung des Laserstrahls oberhalb der relativistischen Schwelle in einem homogenen Plasma zur Folge.

2.4.2 Parametrische Instabilitäten

Bevor die unterschiedlichen Beschleunigungsmechanismen der Elektronen behandelt werden, ist bemerkt, dass die Energieumwandlung von Laserenergie in kinetische Elektronenenergie durch die nichtlineare Natur der Materie unter dem Einfluß von Laserstrahlung begrenzt ist. Ein wesentlicher Aspekt in Bezug auf die zur Verfügung stehende Laserenergie zur Beschleunigung von Elektronen sind die sogenannten parametrischen Prozesse.

Bei den parametrischen Prozesse handelt es sich um resonante Wechselwirkungen des einfallenden Laserlichts mit der Plasmaelektronenwelle oder der ionenakustischen Welle. Zusätzlich kann es zu einer resonanten Wechselwirkung der einfallenden mit der reflektierten oder gestreuten Lichtwelle kommen. Die Plasmawellen werden durch thermisch bedingte Dichtefluktuationen, welche zu einer statischen Modulation der Plasmadichte führen, beschrieben. Entspricht die Resonanzfrequenz (Plasmafrequenz) der einfallenden Laserfrequenz, so kommt es zu einer Kopplung der Lichtwelle mit der Plasmawelle. Aufgrund der großen Feldamplitude des Laserlichts werden bei dieser resonanten Wechselwirkung höhere harmonische Oszillationen relevant. Die Folge ist, dass die einfallende Lichtwelle in höhere Harmonische bezüglich der resultierenden Plasmaelektronenwelle, ionenakustischen Welle und Lichtwelle zerfallen kann, wobei die resultierenden Wellen wiederum untereinander wechselwirken können. Diese Prozesse können unter anderem zum Beispiel durch die ponderomotorische Kraft sowie durch relativistische Effekte bei hohen Laserbestrahlungsstärken variieren. Im Folgenden werden die wesentlichen parametrischen Instabilitäten genannt.

- Eine elektromagnetische Welle kann zum einen ihre Energie auf eine Plasmaelektronenwelle und einer ionenakustischen Welle übertragen und zum anderen besteht die Möglichkeit, dass die Energie dieser elektromagnetischen Welle auf zwei Plasmaelektronenwellen übertragen wird. Hierbei handelt es sich um die Zerfallsinstabilitäten.
- Des Weiteren besteht die Möglichkeit der inelastischen Streuung einer elektromagnetischen Welle an einer Elektronenplasmawelle oder einer ionenakustischen Welle.
- Bei der Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einer Plasmadichtefluktuation kann ein Teil der Lichtwelle eine Elektronenplasmawelle erzeugen, wobei der andere Teil gestreut wird. Dieser inelastische Streuprozess ist unter der Bezeichnung stimulierte Ramanstreuung (SRS) bekannt.

- Bei der Anregung einer ionenakustischen Welle wird ein Teil der elektromagnetischen Welle an dieser gestreut. Es handelt sich hierbei um die stimulierte Brillouinstreuung (SBS).

Alle diese Prozesse führen dazu, dass nur ein Teil der Laserenergie zur Beschleunigung von Elektronen zur Verfügung steht.

2.4.3 Mechanismen zur Beschleunigung von Elektronen

Der jeweils vorherrschende Absorptionsmechanismus ist im Wesentlichen von der Skalenlänge des Vorplasmas und von der Laserbestrahlungsstärke abhängig. Des Weiteren wird zwischen stoßbehafteten und stoßfreien Absorptionsprozessen unterschieden. Stoßbehaftete Prozesse werden relevant in Wechselwirkungsszenarien mit zeitlich langen Laserpulsen, meist einige Pikosekunden bis mehrere Nanosekunden. Hierbei entstehen Quasigleichgewichtsbedingungen, welche Effekte wie Wärmetransport, Dissipationsprozesse und Plasmaexpansion zur Folge haben. Bei zeitlich kurzen Laserpulsen (Femtosekundenbereich) spielen Stoßprozesse eher eine untergeordnete Rolle, da die Wechselwirkungszeiten zu kurz sind, um entsprechende thermische Gleichgewichtsbedingungen zu schaffen.

Bei kleinen Bestrahlungsstärken im Bereich von 10^{12} - 10^{14} W/cm² und großen Plasmaskalenlängen sowie langen Laserpulsen dominiert der *inverse Bremsstrahlungsprozess* als Absorptionsmechanismus. Hierbei handelt es sich um einen stoßbehafteten Prozess, bei dem die Elektronen während der Wechselwirkung mit den Coulomb-Potentialen der Ionen in Anwesenheit eines zusätzlichen elektrischen Feldes Energie aus diesem aufnehmen [46]. Dieser Prozess spielt bei der Wechselwirkung mit einem kurzen intensiven Laserpuls mit relativistischer Bestrahlungsstärke keine Rolle. Stattdessen führt dieser stoßbehaftete Absorptionsprozess in dem durch Ionisation erzeugten Vorplasma zur Aufheizung. Dabei stellt sich aufgrund der langen Wechselwirkungszeiten ein thermisches Gleichgewicht bezüglich der Elektronen ein. Die Elektronen folgen einer Maxwell'schen Energieverteilung. Die mittlere Energie der Elektronen liegt im Bereich von einigen 10 eV bis 100 eV.

Während der Propagation eines intensiven Laserpulses durch das Vorplasma entstehen abhängig von der Größe der Plasmaskalenlänge und dem Einfallswinkel bezüglich des Wellenvektors des Laserpulses und des Plasmadichtegradienten unterschiedliche Absorptionsprozesse. Die dabei entstehenden mittleren Elektronenenergien skalieren mit der Laserbestrahlungsstärke und der Wellenlänge je nach Absorptionsmechanismus unterschiedlich.

1. Bei einem dünnen Vorplasma, d.h. bei einer großen Plasmaskalenlänge, werden die Plasmaelektronen während der Propagation des Laserpulses und während der ansteigenden Flanke des Pulses aufgrund der ponderomotorischen Kraft in Richtung kleinere Bestrahlungsstärken beschleunigt. Im Bereich der absteigenden Flanke werden die Elektronen genau in entgegengesetzter Richtung beschleunigt. Das Resultat ist folglich eine Oszillation in der Ladungsdichteverteilung, welche dem Laserpuls nachläuft. Elektronen, welche sich im Bereich zwischen dem Laserpuls und der nachlaufenden Plasmawelle befinden, erfahren aufgrund des Verlaufs des sich in diesem Bereich einstellenden elektrischen Feldes eine beschleunigende Kraft Richtung Laserpropagationsrichtung. Diese sich bildende Plasmawelle nach dem Laser verhält sich wie eine Bugwelle. Der Beschleunigungsmechanismus wird entsprechend als *Wakefield-Beschleunigung* bezeichnet. Die Effektivität der Beschleunigung von Elektronen mittels dieses Mechanismus ist dann sehr hoch, wenn die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses nur geringfügig größer als oder gleich groß wie die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle ist. Diese Bedingungen sind besonders bei kleinen Dichtegradienten, d. h. bei geringer Plasmadichte erfüllt. Bei relativistischen Laserbestrahlungsstärken erhalten die Elektronen dabei Energien von mehreren 10 MeV. Handelt es sich zusätzlich um sehr kurze Laserpulse, so werden Elektronen nahezu monoenergetisch beschleunigt. Bei der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Festkörper entstehen meist

kleinen Skalenlängen und große Plasmadichtegradienten. Deshalb spielt der Mechanismus der *Wakefield-Beschleunigung* keine oder nur eine untergeordnete Rolle. Dieser Mechanismus ist folglich stark von der Dauer und der Bestrahlungsstärke der ASE oder der Vorpulse abhängig.

2. Trifft ein Laserpuls auf ein inhomogenes Plasma mit einem sehr großen Dichtegradienten, so wird dieser im Bereich der kritischen Dichte reflektiert. Beim Einfallen einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle unter einem Winkel θ bezüglich ihrer Propagationsrichtung und der Richtung des Dichtegradienten kommt es bereits bei einer Dichte $n_e = n_c \cos^2 \theta$ zur Reflektion [46]. Handelt es sich um eine schräg einfallende p-polarisierte elektromagnetische Welle, d. h. der Feldstärkevektor oszilliert in der Einfallsebene, so wird diese vor der kritischen Dichte reflektiert und erfährt einen Phasensprung um π . Das resultierende elektrische Feld aus der einfallenden und der phasenverschobenen reflektierten Welle verläuft dabei je nach Laserzyklus entlang des Dichtegradienten in Richtung kritischer Dichte oder entgegengesetzt. Dieser Feldanteil führt im Bereich der kritischen Dichte zu einer resonanten Anregung einer Elektronenplasmawelle. Durch diesen Prozess wird Laserenergie resonant auf die Plasmaelektronenwellen übertragen. Diese werden schließlich in Bereichen höherer Dichte gedämpft, was zur Folge hat, dass ihre Energie auf die Elektronen übergeht. Dies führt effektiv zur Beschleunigung von Elektronen in Richtung Festkörper oder mit der zweiten Halbwelle in Richtung Vakuum. Der Absorptionsmechanismus ist unter der Bezeichnung *Resonanzabsorption* bekannt [46,47]. Die Energieabsorption, welche zur Beschleunigung der Elektronen führt, erfolgt statistisch. Die Energieverteilung der Elektronen entlang des Dichtegradienten stimmt mit einer Boltzmannverteilung überein [48]. Die mittlere Elektronenenergie skaliert mit der relativistischen Laserbestrahlungsstärke gemäß dem Skalierungsgesetz von Beg und Bell et al. [49,50] wie

$$k_B T_h = 100 \text{ keV} \cdot \left(I_{17} \cdot \lambda_L^2 [\mu\text{m}] \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.36)$$

Dabei wird die Bestrahlungsstärke I_{17} normiert auf $I_L = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ angegeben.

3. Im Fall eines sehr großen Dichtegradienten und damit sehr kleiner Skalenlänge, welche im Bereich der Laserwellenlänge liegt ($L_s \approx \lambda_L$), können Plasmawellen direkt an der kritischen Dichte resonant angeregt werden. In der ersten Halbwelle werden die Elektronen in Richtung Vakuum bewegt und mit der darauffolgenden zweiten Halbwelle werden diese wieder in den Festkörper beschleunigt. Der Laserpuls wird an der kritischen Dichte reflektiert, woraufhin die in den Festkörper beschleunigten Elektronen ohne Einfluss des Lasers weiter propagieren. Dieser Beschleunigungsmechanismus ist unter den Bezeichnungen *Vakuumheizen* oder *not-so-resonant, resonant absorption* sowie *Brunel-Mechanismus* bekannt [51]. Die Absorption von Laserenergie kann dabei für Intensitäten um 10^{16} W/cm^2 und sehr kleinen Skalenlängen sehr effektiv werden.

Schließlich gibt es eine große Anzahl weiterer Absorptionsmodelle, welche meist Erweiterungen, der in diesem Kapitel genannten Mechanismen darstellen. So seien im Folgenden das Modell von Gibbon und Bell [52], der *anomale Skineffekt* [53], die sogenannte *sheath inverse-bremsstrahlung* [54] und das *relativistische $j \times B$ -Heizen* [55] genannt. Ein Überblick über die derzeit diskutierten Laser-Plasma-Absorptionsmechanismen wird in [10] gegeben.

In vielen Experimenten lassen sich die Absorptionsmechanismen im Allgemeinen nicht trennen. Die erzielte mittlere Elektronenenergie stellt daher eine Kombination mehrerer mittlerer Energien dar, welche sich aus den entsprechenden Anteilen der Absorptionsmechanismen ergeben. Allerdings können gewisse Eingrenzungen erfolgen. So sind im Rahmen dieser Arbeit die hochenergetischen Elektronen von Bedeutung, da nur diese in der Lage sind, Kernanregungen durchzuführen. Hierbei wird von den sogenannten *heißen Elektronen* gesprochen. Im Gegensatz

dazu werden die Vorplasmaelektronen als *thermisch* oder *kalt* bezeichnet. Bei der Wechselwirkung eines relativistischen, intensiven ($> 10^{18} \text{ W/cm}^2$) und kurzen Laserpulses mit einem kleinen Kontrastverhältnis mit einem Festkörper entstehen große Plasmadichtegradienten mit einer kleinen Skalenlänge. Die dominierenden Beschleunigungsmechanismen zur Erzeugung hochenergetischer Elektronen sind in diesem Fall die Resonanzabsorption und die ponderomotorische Beschleunigung. Beim schrägen Einfall eines intensiven Laserpulses können somit Elektronen über die Resonanzabsorption und über die ponderomotorische Kraft in den Festkörper beschleunigt werden. Bei relativistischen Bestrahlungsstärken und vor allem unter Festkörper-Normaleneinfall des Laserpulses dominiert der ponderomotorische Beschleunigungsmechanismus. Es werden dadurch eine große Anzahl hochenergetischer Elektronen erzeugt. Die erwarteten Elektronenenergien können dabei mehrere 10 MeV erreichen, was dem ponderomotorischen Potential entspricht. Bei zusätzlich großer Vorplasmaausdehnung wird der Resonanzabsorptionsprozess bezüglich der Erzeugung heißer Elektronen unterdrückt. Relativistische Effekte führen zudem in einem ausgedehnten Vorplasma zur Entstehung der relativistischen Selbstfokussierung und damit zur Ausbildung von Plasmakanälen, in welchen die Elektronen ponderomotorisch auf hohe Energien in Vorwärtsrichtung beschleunigt werden. Bei sehr stark ausgedehnten Vorplasmen stehen in diesem Plasmakanal sehr viele Elektronen zur Verfügung, welche ponderomotorisch beschleunigt werden.

Aufgrund der Komplexität der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit ihrer Vielzahl an Absorptionsmechanismen ist es schwierig den genauen Verlauf des Energiespektrums der Elektronen anzugeben. Es sind vielmehr über einen großen Energiebereich, vom thermischen Regime bis hin zum relativistischen Bereich, unterschiedliche Verteilungsfunktionen möglich. Wie schon 1980 Bezzerides et al. [56] erwähnt haben, erfolgt die Energieaufnahme der Elektronen aus der elektromagnetischen Welle während der Plasma-Wechselwirkung im Allgemeinen statistisch. Eine Erklärung liegt in den in der Wechselwirkungszeit entstehenden Fluktuationen in der Bewegung der Elektronen im Lichtfeld begründet. Der maßgebende Prozess zur Erzeugung hochenergetischer Elektronen während der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung ist die ponderomotorische Beschleunigung. In diesem hochenergetischen, relativistischen Geschwindigkeitbereich der Elektronen ist folglich mit einer relativistischen Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung zu rechnen. Die Verteilung dieser relativistischen Elektronen wird durch eine *Maxwell-Jüttner-Verteilung* [57] beschrieben. Dabei handelt es sich um die relativistisch korrekte Maxwell-Verteilung in drei Dimensionen. Es ist zu beachten, dass die ponderomotorisch beschleunigten relativistischen Elektronen vorwiegend in Vorwärtsrichtung propagieren (siehe Kapitel 5), was u. a. von Norreys et al. [20] und Günther et al. [21] gezeigt wurde. Das wiederum bedeutet, dass die Geschwindigkeitsverteilung dieser hochenergetischen Elektronen relativistisch korrekt durch eine eindimensionale Maxwell-Jüttner-Verteilung beschrieben werden kann. Für sehr hohe Energien ($E \gg m_e c^2$), wie sie im Rahmen dieser Arbeit behandelt werden, nimmt die eindimensionale Maxwell-Jüttner-Verteilung die Form der eindimensionalen Boltzmann-Verteilung an. In allen diskutierten Geschwindigkeitsverteilungen handelt es sich bei dem hochenergetischen Abschnitt der Verteilungen um einen exponentiellen Verlauf. Das bedeutet, die Anzahl der hochenergetischen Elektronen im Bereich von mehreren Megaelektronenvolt in Abhängigkeit von der Energie kann durch die einfache Verteilungsfunktion

$$N_e(E) = N_0 e^{-\frac{E}{k_B T_h}} \quad (2.37)$$

beschrieben werden. Damit wird der Verlauf durch die messbaren Parameter festgelegt, wie die absolute Anzahl der heißen Elektronen N_0 und die mittlere Elektronenenergie $k_B T_h$, wobei T_h die Temperatur der heißen Elektronen ist.

Die Anzahl der in Vorwärtsrichtung beschleunigten Elektronen kann über den Zusammenhang

$$N_0 = \frac{E_L}{k_B T_h} \eta \quad (2.38)$$

berechnet werden. Es handelt sich um das Verhältnis der Laserpulsenergie zu der mittleren Energie der beschleunigten Elektronen. Der Absorptionswirkungsgrad η bezeichnet den Anteil der Laserenergie, der zur Erzeugung der hochenergetischen Elektronen umgesetzt wird. Im Allgemeinen skaliert der Wirkungsgrad sowie die mittlere Elektronenenergie mit der Laserbestrahlungsstärke.

Bezüglich der Erzeugung heißer Elektronen werden unterschiedliche Skalierungen der mittleren Energie der hochenergetischen Elektronen mit der relativistischen Laserbestrahlungsstärke diskutiert. Während der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Plasma wird immer aufgrund der ansteigenden oder absteigenden Flanke des Pulses ein großer Bestrahlungsstärkebereich durchlaufen. Entsprechend dem Bestrahlungsstärkebereich sind die oben beschriebenen Absorptionsmechanismen zur Beschleunigung von Elektronen beteiligt. Je nach Bestrahlungsstärkebereich skaliert die mittlere Elektronenenergie entsprechend unterschiedlich mit der Laserbestrahlungsstärke.

In dieser Arbeit wird ausschließlich der heiße Elektronenenergiebereich ab 7 MeV behandelt, wobei der Laser unter Probennormalenrichtung auf einen Festkörper fokussiert wird. Es ist demnach anzunehmen, dass die Erzeugung dieser Elektronen im Bereich der maximalen Bestrahlungsstärke stattfindet. Die Laserbestrahlungsstärke übersteigt somit die relativistische Schwelle von 10^{18} W/cm^2 . Der dominierende Absorptionsmechanismus zur Erzeugung in Vorwärtsrichtung beschleunigter hochenergetischer Elektronen ist somit die ponderomotorische Beschleunigung. Die mittlere Energie der Elektronen entspricht dabei dem ponderomotorischen Potential gemäß Gleichung (2.28). Nach Wilks et al. [58] ergibt sich folgendes Skalierungsgesetz mittels Gleichung (2.28) und $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2}$

$$k_B T_h = 511 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{I_{18} \cdot \lambda_L^2 [\mu\text{m}]}{1,37}} - 1 \right) \text{ keV.} \quad (2.39)$$

Die Laserbestrahlungsstärke I_{18} wird in Einheiten von 10^{18} W/cm^2 angegeben.

Es ist zu beachten, dass das Skalierungsgesetz (2.39) den Einfall einer zirkular polarisierten elektromagnetischen Welle berücksichtigt. Des Weiteren wird das Skalierungsgesetz bezüglich einer linear polarisierten Welle ($\bar{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2/2}$) behandelt. In [49] wird das Skalierungsgesetz (2.36) für die in Vorwärtsrichtung beschleunigten Elektronen im relativistischen Bestrahlungsstärkebereichs verwendet. Es ist aber zu beachten, dass es sich hierbei um einen schrägen Einfall des Lasers handelt. In [10] (S. 178f.) werden einige experimentelle Daten bezüglich der Messung der mittleren Energie der heißen Elektronen aus verschiedenen Experimenten an unterschiedlichen Lasersystemen zusammengefasst und grafisch dargestellt. Es wurden dabei unterschiedliche experimentelle Methoden verwendet. In der Dissertation von M. Schollmeier [59] (S. 27) wurde an diese Daten eine Ausgleichsfunktion angepasst. Das Resultat ist ein Skalierungsgesetz, welches dem Skalierungsgesetz (2.39) am meisten ähnelt. Malka und Miquel [60], zum Beispiel, haben in relativistischen Laser-Festkörper-Wechselwirkungsexperimenten gezeigt, dass die mittlere Energie $k_B T_h$ der relativistischen Elektronen gemäß einem ponderomotorischen Modell nach Wilks et al. [58] (Gl. (2.39)) mit der Laserbestrahlungsstärke von $> 10^{18} \text{ W/cm}^2$ skaliert.

Bezüglich des ponderomotorisch in Vorwärtsrichtung beschleunigten Anteils der hochenergetischen Elektronen skaliert der Wirkungsgrad mit der relativistischen Laserbestrahlungsstärke gemäß Fuchs et al. [61]

$$\eta = 1,2 \cdot 10^{-15} I_L^{0,74} [\text{W/cm}^2]. \quad (2.40)$$

Mit den Gleichungen (2.38), (2.39) und (2.40) ergibt sich abschließend ein Zusammenhang zwischen der absoluten Anzahl N_0 der in Vorwärtsrichtung ponderomotorisch beschleunigten hochenergetischen Elektronen und der Laserpulsenergie sowie der relativistischen Laserbestrahlungsstärke

$$N_0 = 2,35 \cdot 10^{-18} \frac{I_L^{0,74}}{\left(\sqrt{1 + 7,3 \cdot 10^{-19} I_L \lambda_L^2 [\mu\text{m}]} - 1 \right)} \frac{E_L}{\text{keV}}. \quad (2.41)$$

2.5 Transport relativistischer, laserbeschleunigter Elektronen in Materie

Die im relativistischen Laserbestrahlungsstärkebereich ponderomotorisch in Vorwärtsrichtung beschleunigten Elektronen (siehe Abschnitt 2.4.3) propagieren unter dem Emissionswinkel gemäß Gleichung (2.29) in die Bereiche mit überkritischer Plasma- und Festkörperdichte. Beim weiteren Transport der Elektronen durch den Festkörper entstehen eine Vielzahl individueller und kollektiver Effekte. Diese haben in der Regel zur Folge, dass es zu Richtungsänderungen und zur Abnahme der mittleren Elektronenenergie kommt. Der Prozess des Transportes der durch die Laser-Plasma-Wechselwirkung erzeugten relativistischen Elektronen ist aktueller Forschungsgegenstand, da er von vielen Effekten, welche in einem komplexen Zusammenhang zueinander stehen, beeinflusst wird [62–64].

Bei den individuellen Prozessen handelt es sich um stoßbehaftete Wechselwirkungen mit der umgebenden Materie. Diese Prozesse werden in Kapitel 3 behandelt.

Die kollektiven Prozesse, welche durch elektromagnetische Effekte ausgelöst werden, haben ihre Ursache in den sich ausbildenden Elektronenströmen. Die Anzahl N_0 der relativistischen Elektronen mit der mittleren Geschwindigkeit $v_h = \sqrt{k_B T_h / m_e}$, die im Fokusbereich mit der Fläche πr_L^2 (r_L bezeichnet den Radius) erzeugt werden, bilden einen vorwärtsgerichteten Strom in den Festkörper mit der Stromdichte

$$j_h = \frac{e N_0 v_h}{\pi r_L^2}. \quad (2.42)$$

Dieser Strom führt zur Ladungstrennung und folglich zur Erzeugung elektrischer Felder. Des Weiteren entstehen ausgleichende Rückströme mit der Stromdichte j_r , die durch die Hintergrundelektronen gebildet werden. Eine detaillierte theoretische Diskussion über die Natur der Rückströme und dem damit verbundenen Stromgleichgewicht wurde 1997 von Bell et al. [50] geführt. Im Idealfall, d. h. bei einem Ohm'schen Widerstand von $R_\Omega \rightarrow 0$ gilt für die resultierende Stromdichte $j_h + j_r = 0$. In der Realität besitzt jeder Festkörper eine endliche elektrische Leitfähigkeit σ_e . Der dadurch entstehende elektrische Widerstand führt zu einer geringeren Rückstromdichte, so dass $j_r \ll j_h$, was zu einem elektrischen Potential führt. Das hat zur Folge, dass sich gemäß dem ohm'schen Gesetz ein elektrisches Feld E aufbaut

$$j_r = -j_h = \sigma_e E. \quad (2.43)$$

Dieses elektrische Feld folgt dem Fluss der relativistischen Elektronen und wirkt verzögernd auf die Elektronen.

Es ist somit anzunehmen, dass es eine maximale Reichweite z_0 gibt, in der die Elektronen aufgrund der Inhibition des elektrischen Feldes abgebremst werden. Das die Strecke, nach der das Potenzial des elektrischen Feldes gleich der mittleren Energie der Elektronen wird. Es besteht somit eine Abhängigkeit von z_0 bezüglich der mittleren Energie der relativistischen Elektronen, der Anzahl der laserproduzierten Elektronen und der elektrischen Leitfähigkeit. Nach Bell et al. [50] gilt folgender Zusammenhang:

$$z_0 = \left(\frac{k_B T_h}{200 \text{ keV}} \right)^2 \left(\frac{\sigma}{10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}} \right) \left(\frac{I_L}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right)^{-1} 12 \mu\text{m}. \quad (2.44)$$

Ein Vergleich von z_0 mit der maximalen Eindringtiefe bezüglich des Bremsvermögens durch individuelle Prozesse kann zur Abschätzung herangezogen werden, um Aussagen über die Dominanz der kollektiven Prozesse treffen zu können.

Der Vergleich der Eindringtiefen von Elektronen in einen Festkörper in Abhängigkeit von der Anfangsenergie wird in Abbildung 2.1 demonstriert. Exemplarisch wird als Material Gold in der natürlichen Zusammensetzung verwendet, da dieses Hauptbestandteil der in dieser Arbeit verwendeten Aktivierungsproben ist. Gold besitzt eine

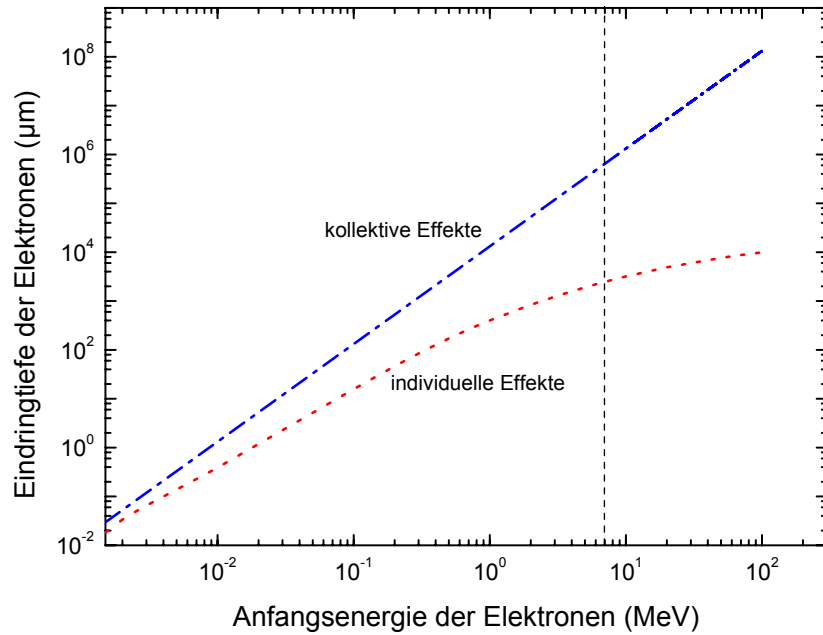


Abbildung 2.1: Eindringtiefe in Abhängigkeit von der anfänglichen Energie der heißen Elektronen. Die Elektronen propagieren in den kalten Festkörperbereich. Die blaue, strichpunktierte Kurve bezieht sich auf die elektrische Feldinhibition und die rote, punktierte Kurve beinhaltet den Energieverlust von Elektronen durch Stoßabbremmung und Strahlungsbremmung. Die vertikale, gestrichelte Linie markiert die Schwelle für Kernaktivierungen bei den in dieser Arbeit verwendeten Aktivierungsproben.

elektrische Leitfähigkeit von $44 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ [65]. Die blaue, strichpunktierte Kurve in Abbildung 2.1 stellt dabei die Eindringtiefe, bedingt durch die elektrische Feldinhibition nach Bell et al. [50], dar. In diesem Zusammenhang wurden die Gleichungen (2.44) und (2.39) verwendet, wobei mit einer Wellenlänge $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$ gerechnet wurde.

Die rote, punktierte Kurve stellt hingegen die Eindringtiefe von Elektronen bezüglich der Energieverluste durch individuelle Prozesse dar. Hierbei wurden Energieverluste bedingt durch Stoßprozesse gemäß der Bethe-Bloch-Formulierung sowie Strahlungsenergieverluste berücksichtigt (siehe dazu Kapitel 3). Die Eindringtiefen $r_0(E)$ wurden dabei nach der CSDA-Methode (*Continuous Slowing Down Approximation*) aus dem Gesamtbremsvermögen bezüglich der initialen Elektronenenergie gemäß Berger und Seltzer [66] ermittelt. Die zur Berechnung benötigten Daten in Bezug auf das Bremsvermögen stammen aus [67].

Der Vergleich zeigt, dass mit zunehmender Energie der Elektronen die Reichweite bezüglich der elektrischen Feldinhibition ansteigt. Dahingegen steigt die Reichweite gemäß der individuellen Prozesse mit steigender Elektronenenergie weniger stark an. So übersteigt die Reichweite der Elektronen hinsichtlich der kollektiven Bremsprozesse die Eindringtiefe der Elektronen, welche individuellen Bremsprozessen unterliegen, bei einer Energie von 100 keV um etwa eine Größenordnung und oberhalb von 1 MeV um mehr als zwei Größenordnungen. Es ist außerdem zu erkennen, dass die Eindringtiefe in Bezug auf die Stoß- und Strahlungsbremmung oberhalb von 1 MeV abflacht, was zu einem stärkeren Auseinanderlaufen der beiden Kurven führt. Dieses Abflachen wird durch das stärkere Einsetzen der Bremsstrahlungsverluste bei höheren Energien bedingt (siehe Kapitel 3). Insgesamt ist die Abweichung der Eindringtiefe in Abhängigkeit von der ursprünglichen Elektronenenergie in einem elektrisch leitfähigen Festkörper darin begründet, dass das Gesamtbremsvermögen bei höheren Elektronenenergien durch individuelle Prozesse dominiert wird. Die vertikale, gestrichelte Linie bei 7 MeV markiert die Schwelle, ab der Kernaktivierung

gen in den, in dieser Arbeit verwendeten, Aktivierungsproben stattfinden (siehe Kapitel 4). Es ist zu erkennen, dass oberhalb dieser Schwelle die individuellen Prozesse dominieren. Die Eindringtiefe von Elektronen beträgt oberhalb der Anfangsenergie von 7 MeV bezüglich der kollektiven Effekte etwa 1 m. In Bezug auf die individuellen Effekte beträgt die Eindringtiefe der Elektronen bei dieser Energie etwa 1 mm.

Des Weiteren ist bemerkt, dass der Strom der relativistischen Elektronen magnetische Feldeffekte verursacht. Wie oben genannt, führen die Rückströme zu einem Stromausgleich und damit auch zu einem Magnetfeldausgleich. Allerdings führen lokale Ungleichgewichte in den Hin- und Rückstromdichten ($j_h \neq j_r$) zu einem Anwachsen von Magnetfeldern gemäß des Faraday'schen Gesetzes $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} = \nabla \times (\sigma^{-1} \vec{j}_h)$, wobei σ^{-1} den elektrischen Widerstand bezeichnet. In der Arbeit von Davies et al. [68] wird diesbezüglich eine Modellierung zur Entstehung von Magnetfeldern während des Elektronentransportes und ihre Wirkung auf die relativistischen Elektronen gegeben. Weiterhin zeigen Davies et al., dass vor allem der niederenergetische Bereich der Elektronen durch diese Magnetfelder beeinflusst wird und die Magnetfeldeffekte in Isolatoren oder durch lokale Wechsel des elektrischen Widerstandes begünstigt werden. Das haben Bell et al. bereits 1998 [69] im Rahmen von Kurzpulslaserexperimenten mit geschichteten Proben gezeigt.

Es ist bekannt, dass die Ausbreitung von Elektronenströmen im Vakuum von dem sogenannten Alfven-Strom $I_A = 17\beta \cdot \gamma$ kA begrenzt wird [70, 71]. Das ist der Elektronenstrom, ab dem die Elektronen durch ihr selbsterzeugtes magnetisches Feld auf Kreisbahnen abgelenkt werden, also senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, und somit nicht weiter propagieren können. Durch die Rückströme werden die Magnetfelder teilweise kompensiert, was dazu führt, dass ein Vielfaches der Alfven-Grenze überschritten werden kann, was A. Puhkov 2003 [72] in seinem Übersichtsartikel zur Laser-Materie-Wechselwirkung mit hochintensiver Laserstrahlung oberhalb von 10^{18} W/cm² darstellt.

Diese hohen Vorwärtsströme der relativistischen Elektronen werden des Weiteren durch die Rückströme verdrängt, welche eine größere Anzahl an Elektronen mit einer niedrigeren Geschwindigkeit besitzen als die relativistischen Hinströme. Im unterdichten Vorplasma mit einer großen Skalenlänge führt der Selbstfokussierungseffekt zur Bildung eines Kanals, in dem die relativistischen Elektronenhinströme eine große Strecke durch das unterdichte Plasma zurücklegen können. Dabei werden die Rückströme durch die Hintergrundplasmaelektronen gebildet. Diese propagieren mit einer wesentlich geringeren Geschwindigkeit entgegen den wenigen relativistischen Elektronen in Vorwärtsrichtung. Diese unterschiedlichen Geschwindigkeitsverteilungen der Elektronenströme führen zu der sogenannten Weibel-Instabilität. Die anfänglich gerichteten Ströme strukturieren sich zu inhomogenen Stromverteilungen, den Filamenten [73]. Die entstandenen filamentierten relativistischen Elektronenströme erfahren aufgrund ihrer Magnetfelder eine gegenseitige Anziehung, was zur Koaleszenz dieser Ströme führen kann.

Der Prozess der Filamentierung der Elektronenströme ist im Wesentlichen von den Vorplasmaeigenschaften abhängig. Dabei werden Filamentierungen bei großen Vorplasmaausdehnungen in unterkritischen Plasmadichtebereichen begünstigt. Bei kleinen Vorplasmaskalenlängen und kurzen Laserpulsen spielt der Prozess der Filamentierung eine untergeordnete Rolle.

Bei der weiteren Propagation der Elektronen durch den Festkörper kommt es durch individuelle Prozesse, wie der Kleinwinkelstreuung (siehe Kapitel 3), zur Aufweitung der räumlichen Elektronenverteilung der in Vorwärtsrichtung propagierenden Elektronen. Die Folge ist, dass dadurch die kollektiven Effekte in den Hintergrund treten. Santos et al. [74] berichten, dass der Transport relativistischer Elektronen nach einer Propagationsstrecke von <15 μ m ausschließlich stoßdominiert ist.

3 Wechselwirkung lasererzeugter Teilchen und Strahlung mit Materie

Um ein Verständnis über die in dieser Arbeit verwendete experimentelle nukleardiagnostische Methode zu erhalten, werden in diesem Kapitel die nötigen theoretischen Grundlagen erarbeitet.

Die lasererzeugten relativistischen Elektronen wechselwirken mit dem umliegenden Probenmaterial. Das hat eine Vielzahl von möglichen Wechselwirkungsprozessen zur Folge. Die nukleardiagnostische Methode bedient sich gezielt der direkten und der indirekten, über Sekundärprozesse induzierten Wechselwirkungen mit Materie, um Informationen über die im Laser-Plasma-Wechselwirkungsbereich erzeugten Elektronen zu erhalten.

In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse beim Durchgang von Teilchen durch Materie beschrieben. Im Wesentlichen wird hierbei zwischen den Wechselwirkungen von geladenen und ungeladenen Teilchen mit Materie sowohl auf atomarer als auch auf nuklearer Ebene unterschieden.

Die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie beruht auf verschiedenen Vorgängen. So gibt es folgende Möglichkeiten: Die elastische Streuung sowie die inelastische Streuung an den Hüllenelektronen (Anregung und Ionisation), elastische und inelastische Streuung an den Atomkernen und schließlich die Wechselwirkung mit dem Atomkern selbst (Kernreaktionen). Der Beitrag der jeweiligen Wechselwirkungen ist vom Teilchentyp, seiner Ladung und Energie sowie von den Eigenschaften des absorbierenden Materials, wie Dichte, Ladung und Atomzahl, abhängig.

Der Schwerpunkt der Betrachtung der wechselwirkenden Teilchen liegt im Rahmen dieser Arbeit auf den Elektronen (Abschnitt 3.1) und Photonen (Abschnitt 3.2).

3.1 Elektronen

Die Elektronen wechselwirken beim Durchgang durch Materie über vielfache Stöße. Das geht zum einen mit einem Energieverlust und zum anderem, aufgrund der gleichen Masse wie die Stoßpartner, mit Richtungsänderungen einher.

Im Allgemeinen verlieren geladene Teilchen während der Propagation durch Materie eine Energie dE pro Eindringtiefe dx durch die Anregung von Hüllenelektronen und Ionisation sowie Strahlung; sie werden abgebremst [75, 76]. Die Energieverluste der geladenen Teilchen können über die Bremsung durch Stöße oder Strahlung stattfinden. Daraus ergibt sich ein gesamter Energieverlust, welcher sich, wie folgt, zusammensetzt

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ges} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{stoss} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{strahl}. \quad (3.1)$$

In den Folgenden Abschnitten 3.1.1 und 3.1.2 werden die beiden Terme in Gleichung (3.1) näher behandelt. Dazu wird vor allem auf die Stossbremsung der Elektronen eingegangen sowie dem Energieverlust durch Bremsstrahlung. Darüber hinaus wird im Abschnitt 3.1.3 auf ein Grenzkriterium eingegangen, das es erlaubt, Aussagen darüber zu treffen, bei welcher Anfangsenergie der Elektronen, welcher Energieverlustprozess dominiert. Des Weiteren wird im Abschnitt 3.1.4 auf die Vielfachstreuung sowie der Änderung der spektralen Verteilung der Elektronen beim Durchgang durch Materie eingegangen. Abschließend zu dem Energieverlustprozessen wird im Abschnitt 3.1.5 der Prozess der elektromagnetischen Schauerbildung beschrieben.

3.1.1 Energieverlust durch Ionisation

Der Energieverlust geladener Teilchen durch Stoßbremsung wird über die folgende Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{stoss} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta \right]. \quad (3.2)$$

Die maximale Energie, welche bei einem Stoß an ein atomares Elektron abgegeben werden kann, ist $E_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$. Die Geschwindigkeit des Teilchens ist β und γ der Lorentz-Faktor. Des Weiteren sind N_A die Avogadrozahl, r_e der Elektronenradius, Z die Ladungszahl, A die Massenzahl, ρ die Massendichte des Absorbermaterials und I die mittlere Anregungsenergie. Es ist zu beachten, dass $\rho N_A Z/A$ der Dichte der atomaren Elektronen entspricht. Der Faktor δ ist eine Korrektur bezüglich der relativistischen Dichteabhängigkeit des Massenbremsvermögens. Es handelt sich hierbei um die Polarisation der Absorberatome aufgrund des relativistisch verzerrten Feldes des einlaufenden geladenen Teilchens in der Nähe der Teilchenbahn. Der Grad der Polarisation ist dabei von der lokalen Ladungsdichte und damit von der Absorberdichte abhängig, weil die Elektronendichte und die Massendichte proportional zueinander sind. Die polarisierten Atome schirmen weiter entfernte Bereiche des Absorbers gegen das elektrische Feld des einlaufenden Teilchens ab. Die Folge ist, dass dadurch die lokale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und damit das Bremsvermögen vermindert wird. Da Elektronen schon bei geringer Geschwindigkeit (Energien unterhalb von 1 MeV) relativistisches Verhalten zeigen, spielt hier der Dichteeffekt eine dominierende Rolle, was eine Verringerung des Stoßbremsvermögens für Elektronen zur Folge hat.

Für Elektronen muss die Bethe-Bloch-Gleichung (3.2) modifiziert werden. Der Hauptgrund ist die Ununterscheidbarkeit zwischen dem streuenden Elektron und dem Hüllenelektron und die Tatsache, dass die Propagation durch den Absorber von einer geradlinigen Bahn abweicht. Des Weiteren müssen Abschirmeffekte berücksichtigt werden. Für den Ionisationsverlust von Elektronen gilt [77]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{stoss,e^-} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2}I} + \frac{1}{2}(1-\beta^2) - \frac{2\gamma-1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 \right]. \quad (3.3)$$

Zu beachten ist außerdem der Stoßbremsverlust des Positrons. Die Behandlung verläuft analog zu den Elektronen, allerdings handelt es sich um nicht identische Teilchen. Der Ionisationsverlust von Positronen ist durch den folgenden Ausdruck gegeben [78]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{stoss,e^+} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2}I} - \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right) \right]. \quad (3.4)$$

3.1.2 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Außer durch Stossionisation, können geladene Teilchen im Coulombfeld des Atomkerns oder anderen geladenen Teilchen gebremst werden. Das hat zur Folge, dass ein Teil der Bewegungsenergie durch Abstrahlung von Photonen verloren geht. Diese Strahlung wird folglich Bremsstrahlung genannt. Der dabei entstehende Energieverlust ist umso höher, je größer der Ablenkwinkel ist und je näher das einfallende, geladene Teilchen an den ablenkenden Atomkern oder an ein anderes ablenkendes Teilchen herankommt. Folglich muss das Projektil eine hohe Geschwindigkeit und eine geringe Masse und einen kleinen Stoßparameter besitzen. Allgemein gilt für den Energieverlust von geladenen Teilchen durch Bremsstrahlung im Coulombfeld des Kerns

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{strahl} = 4\alpha N_A \rho \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}. \quad (3.5)$$

Die Strahlungsbremung ist gemäß Gleichung (3.5) umgekehrt proportional zum Quadrat der Projekttilmasse und proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Das bedeutet, dass der Energieverlust durch Bremsstrahlung für schwere geladene Teilchen erst bei sehr hohen Energien eine Rolle spielt. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Teilchenenergien von einigen Megaelektronenvolt (MeV) spielt der Bremsstrahlungsenergieverlust nur für die Elektronen eine Rolle, weil diese lediglich eine Ruhemasse von 511 keV aufweisen. Für die Elektronen gilt folgender Ausdruck für den Bremsstrahlungsverlust:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{strahl},e^-} = 4\alpha N_A \rho \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}, \quad (3.6)$$

wobei $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$ der klassische Elektronenradius ist.

Es ist zu beachten, dass Bremsstrahlungsverluste eines einfallenden Elektrons über die Wechselwirkungen mit den Absorberelektronen entstehen können. In Gleichung (3.6) muss ein zusätzlicher Beitrag zum Bremsstrahlungsverlust berücksichtigt werden. Dieser Beitrag ist proportional zur Zahl der Elektronen der Absorberatome. Folglich ergibt sich mit Gleichung (3.6)

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{strahl},e^-} = 4\alpha N_A \rho \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}. \quad (3.7)$$

Des Weiteren wird die Strahlungslänge definiert als

$$X_0 \equiv \frac{A}{4\alpha N_A \rho Z(Z+1) r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}. \quad (3.8)$$

Damit lautet Gleichung (3.7)

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{strahl},e^-} = \frac{E}{X_0}. \quad (3.9)$$

Die Strahlungslänge ist definiert als die Strecke, die ein Elektron während der Propagation durch ein Absorbermaterial zurückgelegt hat, nach der die Anfangsenergie durch Bremsstrahlungsverluste um den Faktor $1/e$ abgenommen hat. Die Strahlungslänge einer mehrkomponentigen Mischung oder Verbindung kann approximiert werden zu

$$X_0 = \frac{1}{\sum_{i=0}^n g_i / X_0^i}, \quad (3.10)$$

wobei g_i der Massenanteil der i -ten Komponente mit der Strahlungslänge X_0^i ist.

Die Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen entspricht bei dünnen Absorberdicken dem Strahlungsfeld eines elektrischen Dipols. Hierbei gilt für Elektronengeschwindigkeiten $v \ll c$, dass die Abstrahlung mit der maximalen Leistung senkrecht zur Beschleunigungsrichtung des Elektrons erfolgt. Der Anteil der Leistung der Bremsstrahlung dP in dem Raumwinkelement $d\Omega$ ist gemäß der Abstrahlcharakteristik des elektrischen Dipols [79]:

$$\frac{dP}{d\Omega} \propto \sin^2 \theta, \quad (3.11)$$

wobei θ den Winkel zwischen dem Poyntingvektor und der Beschleunigungsrichtung des Elektrons bezeichnet.

Bei Elektronengeschwindigkeiten von $v \approx c$ erfolgt die Abstrahlung gemäß der Lorentztransformation in Propagationsrichtung des Elektrons. Im relativistischen Fall besteht eine zusätzliche Abhängigkeit der Abstrahlcharakteristik von der Geschwindigkeit der Ladung. Für die abgestrahlte Leistung pro Raumwinkel gilt folgender Zusammenhang [79]:

$$\frac{dP}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5}, \quad (3.12)$$

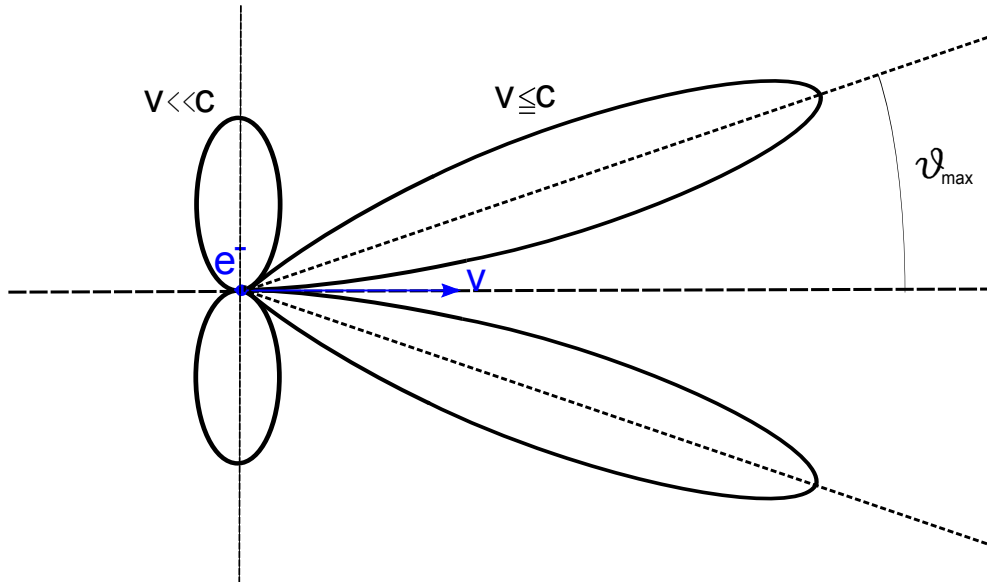


Abbildung 3.1: Abstrahlcharakteristik für ein in Bewegungsrichtung beschleunigtes Elektron. Hier sind die beiden im Text beschriebenen Fälle für die Geschwindigkeiten $v \ll c$ und $v \leq c$ illustriert.

wobei $\beta = \frac{v}{c}$. Im Fall von $\beta \ll 1$, d. h. für Elektronengeschwindigkeiten weit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit, geht Relation (3.12) in Relation (3.11) über. Für den Fall $\beta \rightarrow 1$ neigt sich die Winkelverteilung in Vorwärtsrichtung und nimmt dem Betrag nach zu. Der Winkel θ_{max} bezüglich der Beschleunigungsrichtung, für den die Intensität der Bremsstrahlung maximal wird, ist dann: $\theta_{max} = \arccos \left[\frac{1}{3\beta} (\sqrt{1 + 15\beta^2} - 1) \right] \rightarrow \frac{1}{2\gamma}$. In Abbildung 3.1 werden die beiden Sachverhalte der Abstrahlcharakteristik illustriert. Eine ausführliche Herleitung ist in [79] gegeben.

3.1.3 Kritische Energie

Für die Elektronen ergibt sich ein Gesamtenergieverlust durch die atomare Wechselwirkung gemäß Gleichung (3.1). Die Energieverlustanteile sind im Wesentlichen von der Elektronenenergie und von den Materialeigenschaften des Absorbers abhängig. Es stellt sich dabei die Frage, unter welchen Bedingungen welcher Energieverlustmechanismus überwiegt. Um diese Frage zu beantworten, ist es nötig die Energie des Elektrons zu bestimmen, bei der die Energieverlustmechanismen bei gleichen Eigenschaften des Absorbermaterials äquivalent sind:

$$-\left(\frac{dE}{dx}(E_c)\right)_{stoss,e^-} = -\left(\frac{dE}{dx}(E_c)\right)_{strahl,e^-}. \quad (3.13)$$

Diese Energie wird die kritische Energie E_c genannt. Da der Energieverlust durch Ionisation proportional zum Logarithmus und der Bremsstrahlungsverlust linear proportional zur Projektilenergie ist, dominiert oberhalb der kritischen Energie der Energieverlust durch Bremsstrahlungsprozesse.

In Abbildung 3.2 ist das Bremsvermögen von Elektronen exemplarisch in Gold bezüglich der Stoßbremsung und der Strahlungsbremsung in Abhängigkeit zur Elektronenenergie dargestellt. Hierbei stammen die Daten aus [67]. Die vertikale, gestrichelte Linie markiert den Bereich die kritische Energie. Es ist zu erkennen, dass oberhalb dieser

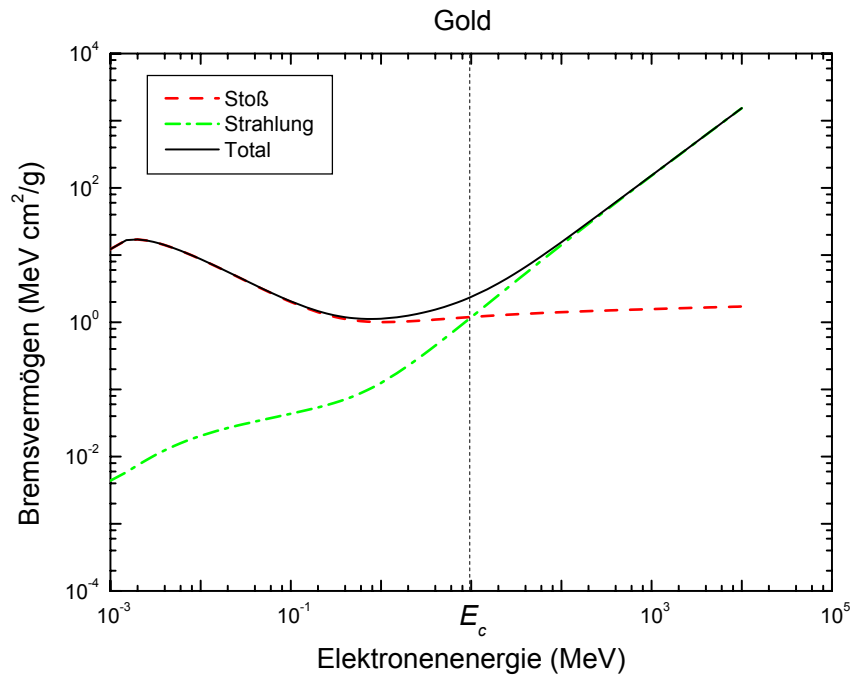


Abbildung 3.2: Bremsvermögen von Elektronen in Gold. Die vertikale Linie markiert die kritische Energie.

Energie die Strahlungsbremung dominiert. Das resultierende totale Bremsvermögen steigt folglich oberhalb dieser kritischen Energie mit dem Bremsvermögen bezüglich der Strahlungsverluste mit zunehmender Elektronenenergie an.

3.1.4 Vielfachstreuung

Während der Propagation der Elektronen durch Materie erfahren diese Vielfachstreuungen mit oder ohne Energieverlust an den Absorberatomen. Pro propagierter Strecke durch den Absorber ergibt sich eine Streuwinkelverteilung um die Propagationsrichtung aufgrund der zahlreichen kleinwinkligen Richtungsänderungen. Die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Streuungen und die damit verbundenen Richtungsänderungen hängen dabei von den Elektronenenergien und den Eigenschaften des Absorbers ab. Nach ausreichend vielen kleinwinkligen Ablenkungen können die Streuprozesse statistisch beschrieben werden. Dabei handelt es sich bei der Winkelverteilung um eine Gaußverteilung. Diese mehrfache Kleinwinkelstreuung geladener Teilchen wird durch die Theorie von G. Molière beschrieben [30].

Die Vielfachstreuung hat folgende Auswirkungen auf die räumliche Verteilung der Bremsstrahlung: In dicken Absorberschichten führen Mehrfachwechselwirkungen und Diffusion von Elektronen zu einem isotropen Bremsstrahlungsfeld. Bei hohen Elektronenenergien verlaufen die Intensitätsmaxima in Propagationsrichtung der Elektronen (Abbildung 3.3).

Des Weiteren haben die Vielfachstreuungen der Elektronen in einem dicken Absorber Auswirkungen auf den spektralen Verlauf der Bremsstrahlung. In der Arbeit von E. Hisdal [80] wird die spektrale Verteilung der vorwärtsgerichteten Bremsstrahlung unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung der einfallenden Elektronen untersucht. Demnach beinhaltet das Bremsstrahlungsspektrum mehr hochenergetische Bremsphotonen als bei der Betrachtung

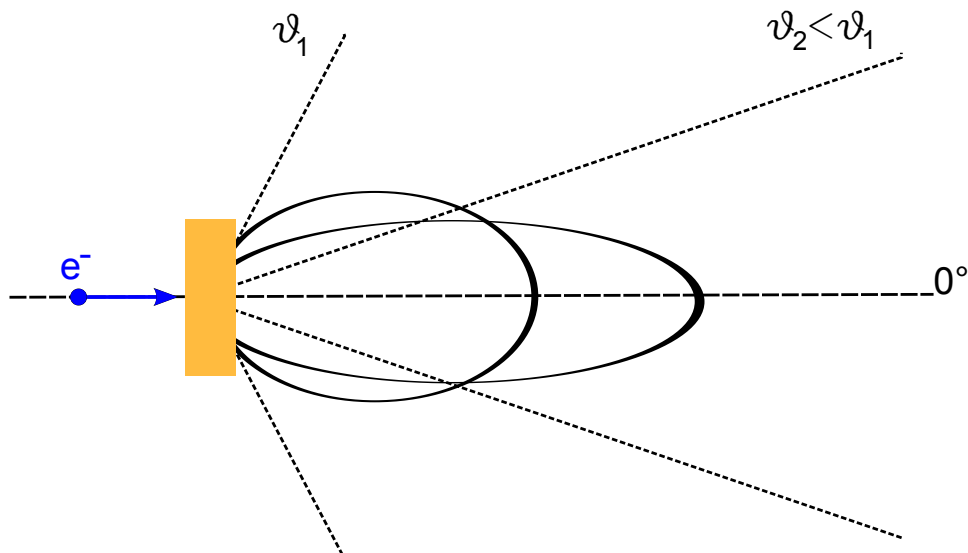


Abbildung 3.3: Isotrope Bremsstrahlungsverteilung verursacht durch Vielfachstreuungen der Elektronen in einem Absorber. Mit steigender Elektronenenergie verlaufen die Intensitätsmaxima immer mehr in Propagationsrichtung der Elektronen. Diese werden durch die Keulen angedeutet. θ_1 und θ_2 bezeichnen die maximalen Öffnungswinkel, unter denen die Bremsstrahlung emittiert wird. Die Indize 1 und 2 stehen dabei für kleine und große Anfangsenergien der Elektronen e^- .

des Bremsstrahlungsspektrums ohne Berücksichtigung der Mehrfachstreuungen gemäß der berechneten Bremsstrahlungsverteilung von Schiff [81]. Die Erklärung liegt darin, dass hochenergetische einfallende Elektronen im Mittel kleinere Streuwinkel aufweisen, als die niederenergetischen Elektronen. Das führt dazu, dass das Bremsstrahlungsspektrum in Richtung der einfallenden Elektronen einen Anstieg der Anzahl der Photonen im hochenergetischen Teil des Spektrums zeigt. Abschließend zu diesem Abschnitt sei noch die Änderung der ursprünglichen spektralen Verteilung der Elektronen während der Propagation durch einen Absorber erwähnt. Aufgrund der Energieverlustprozesse kommt es pro anfänglicher Elektronenenergie zur Verschiebung der wahrscheinlichsten Energie zu kleineren Elektronenenergien. Zusätzlich kommt es zu einer statistischen Verteilung der Elektronen um die jeweilige wahrscheinlichste Energie.

Für eine anfängliche thermische Verteilung der einfallenden Elektronen mit einer effektiven Temperatur hat dies zur Folge, dass nach der Propagation durch die Materie die thermische Energie der Gesamtheit abnimmt. Das äußert sich in einer Abnahme der effektiven Temperatur der Elektronen.

3.1.5 Elektromagnetischer Schauer

Zu den beschriebenen Energieverlustmechanismen für Elektronen im MeV-Bereich, die zu einer Veränderung des ursprünglichen Spektrums führen, kommt zusätzlich der Prozess der elektromagnetischen Schauerbildung hinzu. Es handelt sich um eine Kaskade aus Photonen und Elektron-Positron-Paaren. Durch den Energieverlust eines Elektrons hoher Energie über Bremsstrahlungsverluste werden Photonen erzeugt, welche Energien oberhalb der doppelten Ruhemasse eines Elektrons besitzen. Die Wechselwirkung eines solchen Bremsphotons mit einem Absorberkern, führt zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paars. Diese Elektronen bzw. Positronen lösen wiederum Bremsstrahlungsprozesse während der Propagation durch das Absorbermaterial aus. Zudem zerstrahlt das Positron

zu zwei Photonen mit jeweils einer Energie von 511 keV. Der Vorgang verläuft so lange, bis die Teilchen die kritische Energie erreichen, unterhalb der der Energieverlust durch Ionisation dominiert (Gl. (3.13)). Bei einem Schauerprozess wird die Teilchenzahl nach einer Strahlungslänge verdoppelt. Nach n Strahlungslängen bis zum Abbruch des Schauers liegen dann 2^n Teilchen mit der kritischen Energie E_c vor. Damit folgt unter Berücksichtigung der Anfangsenergie E_0 des Photons aus dem primären Bremsstrahlungsprozess

$$E_0 = 2^n E_c, \quad (3.14)$$

das bedeutet also

$$n \ln 2 = \ln \frac{E_0}{E_c}. \quad (3.15)$$

Unter der Verwendung der Gleichungen (3.3), (3.7), (3.13) und (3.15) ist es möglich die Anzahl der Strahlungslängen bis zum Abbruch des Schauers abzuschätzen. Die laterale Ausdehnung im Schauer wird hauptsächlich durch Kleinwinkelstreuung gemäß der Theorie von G. Molière beschrieben. Der Paarbildungsprozess und weitere Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie werden im Abschnitt 3.2 beschrieben.

3.2 Photonen

Photonen können mit der Atomhülle und dem Atomkern eines Absorbers wechselwirken. Dabei gibt es grundsätzlich vier Wechselwirkungsmöglichkeiten.

Die Wechselwirkungen mit der Atomhülle werden im Wesentlichen in kohärente und inkohärente Streuprozesse unterschieden. Bei den kohärenten Streuungen findet kein Energieübertrag statt. Zu den kohärenten Streuungen gehört die Rayleigh- und die Thomsonstreuung. Das ist für kleine Photonenenergien von einigen eV relevant. Inkohärente Streuungen gehen mit einem Energieübertrag einher. Zu diesen gehört der Photoeffekt bzw. die Photoionisation und der Comptoneffekt.

Des Weiteren führt die Wechselwirkung von Photonen mit dem Coulombfeld der Atomkerne zur Paarbildung.

Schließlich besteht die Möglichkeit, dass die Photonen mit dem Atomkern wechselwirken können. Es handelt sich dabei um Photonuklearreaktionen, welche zu Kerntransmutationen führen.

Die Wahrscheinlichkeit, mit welcher einer der obengenannten Wechselwirkungsprozesse abläuft, hängt im Allgemeinen von den Absorbereigenschaften und von der ursprünglichen Photonenenergie ab.

Im Rahmen dieser Arbeit und der hier behandelten nukleardiagnostischen Methode sind Photonen mit Energien von mehreren MeV relevant. Es werden daher im Folgenden die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten der Photonen mit Materie für die genannten Prozesse, die für diese Energien relevant sind, hinsichtlich der Abhängigkeiten der ursprünglichen Energie und der Materialeigenschaften genannt.

3.2.1 Photoionisation

Photoionisation findet beim Stoß eines Photons mit einem Elektron aus den inneren Schalen der Atomhülle statt. Das Elektron erhält dabei die Differenz der Photonenenergie und der Elektronenbindungsenergie als kinetische Energie. Die Photoionisation führt aufgrund des entstehenden Elektronenlochs zu Sekundärprozessen. Durch das Auffüllen des Elektronenlochs mit Elektronen aus höheren Schalen kann die Energiedifferenz der beiden Energieniveaus in Form von charakteristischer Strahlung emittiert werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass die Energiedifferenz direkt auf die Elektronen desselben Atoms übertragen wird. Wenn dabei diese Energie größer

ist als die Bindungsenergie in der jeweiligen Schale, so kann ein weiteres Elektron das Atom verlassen. Dieser Prozess wird Auger-Effekt genannt. Die Theorie des Photoeffektes oder der Photoionisation wird in [78] ausführlich beschrieben.

Im Folgenden wird die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Ordnungszahl der Absorbieratome und der Photonenenergie genannt. Diese Wahrscheinlichkeit wird über den Photoabsorptionskoeffizienten σ_{photo} beschrieben.

Der photoelektrische Prozess ist die dominierende Wechselwirkung bei relativ kleinen Photonenenergien. Des Weiteren verläuft dieser Prozess bevorzugt in Absorbieren mit einer hohen Ordnungszahl. Im Allgemeinen gibt es für die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts keinen geschlossenen analytischen Ausdruck über einen großen Bereich der Photonenenergie E_γ und der Ordnungszahl Z . Ein empirischer Ausdruck des Photoabsorptionskoeffizienten ergibt folgende Relation

$$\sigma_{photo} = const. \cdot \rho \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}; \quad (3.16)$$

wobei der Exponent n im interessierenden Photonenenergiebereich zwischen 4 und 5 variiert. Zusätzlich ist zu beachten, dass der Absorptionskoeffizient im Bereich der Bindungsenergie in der jeweiligen Schale sprunghaft ansteigt. Diese Bereiche werden Absorptionskanten genannt. Es muss folglich der Photoabsorptionskoeffizient in der Nähe der Absorptionskanten mit einer Funktion $f(E_\gamma, E_{\gamma,Kante})$ modifiziert werden.

Schließlich zeigen die bei der Wechselwirkung aus der jeweiligen Schale entfernten Photoelektronen eine energieabhängige Winkelverteilung relativ zur Einfallsrichtung des Photons. Bei großen Photonenenergien von mehreren MeV werden die Elektronen in Propagationsrichtung der jeweiligen absorbierten Photonen emittiert.

3.2.2 Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Wechselwirkung eines Photons mit einem quasifreien Elektron, d.h. einem schwach gebundenen Elektron der äußeren Schale. Dabei überträgt das Photon über einen inkohärenten Stoßprozess einen Teil seiner Energie auf das schwach gebundene Hüllenelektron. Das Photon ändert seine Bewegungsrichtung und das gestoßene Elektron verläßt die Atomhülle, was zu einer einfachen Ionisation des Atoms führt.

Folglich setzt sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit bzw. der Compton-Koeffizient aus der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon mit einem Elektron wechselwirkt (Compton-Stoßkoeffizient) und der Wahrscheinlichkeit, mit der das Elektron einen Energieteil vom Photon aufnimmt (Compton-Energieübertragungskoeffizienten) zusammen.

Der Comptonkoeffizient ist in grober Näherung proportional zur Anzahl der äußeren Hüllenelektronen. Des Weiteren ist der Wirkungsquerschnitt proportional zur Massendichte ρ des Absorbers. Der Photonenenergiebereich, in dem die Wahrscheinlichkeit für den Comptoneffekt am größten ist, verläuft etwa zwischen 0,2 und 10 MeV. Ein empirischer Ausdruck für den Compton-Koeffizienten beschreibt dessen Abhängigkeit von der Ladungszahl und der ursprünglichen Photonenenergie in dem genannten Energiebereich:

$$\sigma_c \propto \rho \frac{Z}{E_\gamma^n}, \quad (3.17)$$

wobei $0,5 \leq n \leq 1$ gilt.

Die erste Deutung des Comptoneffekts wurde mit Hilfe einer klassischen physikalischen Vorstellung als elastischer Stoßprozess zweier Teilchen von A. H. Compton im Jahre 1923 durchgeführt [82]. Hieraus rührt auch der Zusammenhang der Energie des initialen Photons E_γ und des finalen Photons E'_γ mit dem Streuwinkel Θ

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \Theta)}. \quad (3.18)$$

Daraus ergibt sich eine von der primären Photonenenergie abhängige Winkel- und Energieverteilung.

Eine quantenmechanische Ableitung des Compton-Wechselwirkungsquerschnittes aus der relativistischen Quantendynamik wurde 1929 von Oskar Klein und Yoshio Nishina veröffentlicht [83]. Es handelt sich hierbei um die bekannte Klein-Nishina-Formel, welche den Zusammenhang des Wechselwirkungsquerschnitts für ein Photon, das an einem ruhenden Elektron gestreut wird. Aus der Dirac-Gordon-Theorie erhielten Klein und Nishina folgenden Ausdruck für den Zusammenhang zwischen der Intensität der einfallenden ursprünglichen Photonen I_0 und der Intensität I der gestreuten Photonen sowie dessen Streuwinkel Θ :

$$I = I_0 \frac{e^4}{2m^2 c^4 r_e^2} \frac{1 + \cos^2 \Theta}{(1 + \alpha(1 - \cos \Theta))^3} \left(1 + \alpha^2 \frac{(1 - \cos \Theta)^2}{(1 + \cos^2 \Theta)(1 + \alpha(1 - \cos \Theta))} \right), \quad (3.19)$$

mit $\alpha = \frac{E_\gamma}{mc^2}$.

Durch die Multiplikation der Gleichung (3.19) mit $\frac{d\Omega}{E_\gamma}$ wird die Anzahl der Photonen, die in einen Raumwinkel $d\Omega$ in der Richtung Θ von einem Elektron gestreut werden, erhalten. Schließlich erhielten Klein und Nishina durch Integration über alle Richtungen und durch Multiplikation mit der Anzahl N der Elektronen in der Volumeneinheit einen Ausdruck für den Compton-Wechselwirkungskoeffizienten

$$\sigma_c = \frac{2\pi N e^4}{m^2 c^4} \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \log(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \log(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}. \quad (3.20)$$

Gleichung (3.20) stellt die bekannte Klein-Nishina-Formel dar.

3.2.3 Paarbildungsprozess

Der Paarbildungseffekt beschreibt allgemein die Wechselwirkung eines Photons im Coulombfeld eines Teilchens mit der Masse m , was die Bildung eines Elektron-Positron-Paares zur Folge hat.

Für den Paarbildungsprozess an einem Atom gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen kann Paarbildung im Coulombfeld des Atomkerns stattfinden und zum anderen im Feld eines Hüllenelektrons.

Aus Energie- und Impulserhaltungsgründen muss für den Paarbildungsprozess ein dritter Stoßpartner vorhanden sein, welcher den vom Elektron-Positron-Paar nicht übernommenen Impulsbetrag erhält.

Für die Paarbildung im Coulombfeld eines Kerns muss mindestens die doppelte Ruheenergie eines Elektrons und die Rückstoßenergie am Kern aufgebracht werden. Aus kinematischen Betrachtungen ergibt sich daraus folgende Schwellenenergiebedingung für die Paarbildung:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{Kern}}} c^2 \approx 2m_e c^2, \quad (3.21)$$

da $m_{\text{Kern}} \gg m_e$.

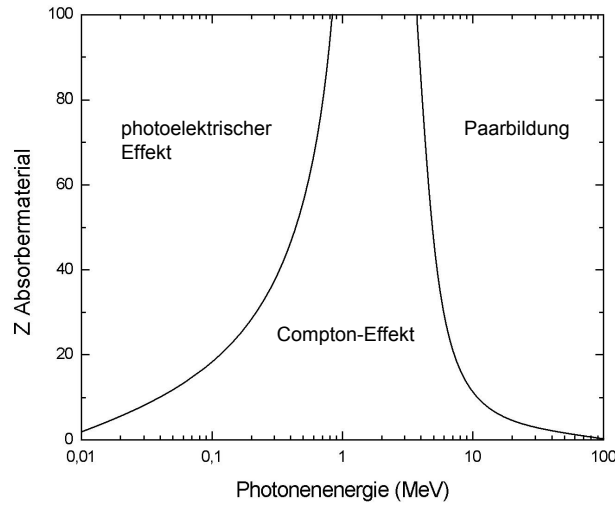


Abbildung 3.4: Es sind die Ladungszahl- und Energiebereiche skizziert, in denen der photoelektrische Effekt, der Compton-Effekt und der Paarbildungsprozess dominieren.

Folglich ergibt sich die Schwellenenergiebedingung für die Paarbildung im Coulombfeld eines Elektrons zu

$$E_{\gamma} \geq 4m_e c^2. \quad (3.22)$$

Es ist also für die Paarbildung im Feld eines Elektrons mindestens die doppelte Photonenenergie notwendig im Vergleich zur Paarerzeugung im Feld eines Atomkerns. Die Paarbildung am Elektron führt dazu, dass dieses aus der Hülle entfernt wird; in diesem Fall wird von Triplettbildung gesprochen.

Die Wahrscheinlichkeit für die Paarerzeugung, also der Wirkungsquerschnitt, hängt empirisch wie folgt von der Ladungszahl und der Photonenenergie ab:

$$\sigma_{paar} \propto \rho Z \cdot \log E_{\gamma}. \quad (3.23)$$

3.2.4 Totaler Wechselwirkungsquerschnitt

Aus den Gleichungen (3.16), (3.17) und (3.23) ergibt sich ein totaler Photowechselwirkungsquerschnitt für die Absorptionsprozesse von Photonen an den Absorberatomen. Mit dessen Hilfe wird eine grobe Abschätzung der Photoabsorption in Abhängigkeit der Absorbereigenschaften und der Photonenenergie erhalten. Daraus wird auch deutlich, in welchem Energie- und Ladungsbereich welcher Absorptionsprozess dominiert (Abb. 3.4). Die einzelnen genannten Photowechselwirkungsprozesse sind über Sekundärprozesse miteinander gekoppelt. So können die aus der Atomhülle entfernten Elektronen oder die erzeugten Elektron-Positron-Paare wiederum mit den umliegenden Atomen über Ionisations- oder Bremsstrahlungsprozesse wechselwirken. Bei genügend großer Anfangsenergie entstehen somit die in Abschnitt 3.1 beschriebenen elektromagnetischen Kaskadenschauer bis zur Erreichung der kritischen Energie.

3.2.5 Photonuklearreaktion

Ähnlich wie beim photoelektrischen Effekt in der Atomhülle können Photonen über ihre elektromagnetischen Eigenschaften mit dem Atomkern wechselwirken. Dabei wird das Photon absorbiert, was zur Anregung des Kerns führt. Liegt die Photonenenergie im Bereich der Bindungsenergie der Nukleonen, so kommt es zur Abspaltung von Neutronen, Protonen oder Alphateilchen. Folglich wird auch vom nuklearen Photoeffekt gesprochen.

Anders als in der Atomhülle können die Nukleonen über die Kernkraft auch untereinander wechselwirken, was zu kollektiven Anregungen führen kann. Hierbei sind viele Nukleonen oder aber auch der ganze Kern beteiligt. Die Anregungskurven, d.h. der Verlauf des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes, werden bei der Absorption von Photonen im Kern durch eine breite Resonanz dominiert, welche sich oberhalb der Nukleonenseparation befindet. Demnach ist ein Hauptteil der absorbierten Photonenenergie in einem Zustand konzentriert. Dieser Bereich maximaler Absorption wird folglich auch Riesenresonanz genannt. Eine qualitative und intuitive Erklärung für ein solches Verhalten bietet die Vorstellung, dass die Protonen und Neutronen gegeneinander, das bedeutet isovektoriell, oder in Phase, also isoskalar, schwingen können. Beim isovektoriellen Fall entsteht ein elektrisches Dipolmoment, folglich wird von der elektrischen Dipol-Riesenresonanz gesprochen. Diese wurde 1947 zum ersten Mal von Baldwin und Klaiber entdeckt [84]. Im isoskalaren Fall schwingen die Nukleonen mit gleicher Spinausrichtung, was zu einem magnetischen Dipolmoment führt. D.h., es entsteht eine magnetische Dipol-Riesenresonanz. Allgemein können die Resonanzen nach Drehimpuls-Eigenzuständen entwickelt werden, was zu Monopol-, Dipol-, Quadrupol-, oder im Allgemeinen Multipol-Riesenresonanzen führt. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt über die Emission einzelner Nukleonen oder die Spaltung eines schweren Kerns (nukleare Photospaltung). Im Jahre 1950 wurde dieses Resonanzverhalten von Steinwedel und Jensen mit Hilfe eines Zweiflüssigkeitenmodells, bestehend aus Protonen- und Neutronenflüssigkeit, beschrieben [85]. In den Anregungskurven axial deformierter Kerne ist die Resonanz in zwei Maxima aufgespalten. Die Erklärung dafür ist, dass zwei Anregungsrichtungen möglich sind. Dieses Verhalten wurde durch ein kollektives Modell, ähnlich wie das von Steinwedel und Jensen, 1953 von Bohr und Mottelson beschrieben [86]. Mikroskopisch läßt sich die Riesenresonanz als Superposition vieler ungebundener Einteilchen-Zustände erklären. Die große Energiebreite führt zu vielen möglichen Zerfallskanälen mit Teilchenemission. Die Übergangsstärken entsprechen der Anzahl der Einteilchenstärken. Die Riesenresonanz liegt oberhalb der Nukleonenseparationsschwelle, also im Kontinuum, und vermischt sich vor allem mit Nukleonen-Streuzuständen. Deshalb wird im energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für die Photonenabsorption anstelle eines scharfen Zustandes eine breite Struktur beobachtet. Aufgrund der Coulombschwelle ist die Wahrscheinlichkeit der Neutronenemission größer als die der Protonen.

Neben den Riesenresonanzen, welche vor allem bei schweren Kernen zu beobachten sind, gibt es noch andere photonukleare, kollektive Anregungstypen. So ist eine kleine Struktur energetisch niedriger als die Riesenresonanzen bei neutronenreichen Kernen zu beobachten. Es handelt sich um die sogenannten Pygmy-Resonanzen. Bei neutronenreichen Kernen sind die Neutronen nur schwach gebunden, was dazu führt, dass sie gegen den Restkern schwingen können. Bei leichten Kernen wird die Resonanz durch diskrete Nukleonenzustände strukturiert. Unterhalb der Nukleonenseparationsschwelle sind diskrete Strukturen zu beobachten. Es handelt sich hierbei um Rotations- und Vibrationsbanden.

Im Folgenden wird im Rahmen der in dieser Arbeit behandelten nuklearen Aktivierungsmethode das Hauptaugenmerk auf die photoneninduzierten Nuklearreaktionen mit Neutronenemission gerichtet. In diesem Fall handelt es sich um die (γ, xn) -Reaktionen. Die Maxima der Wirkungsquerschnitte für (γ, n) -Reaktionen liegen bei den meisten leichten Kernen im Bereich von 20 bis 30 MeV und bei den schweren Kernen im Bereich von 10 bis 20 MeV. Bei den Photonuklearreaktionen mit mehr als der einfachen Neutronenemission sind die Maxima der Wirkungs-

querschnitte zu höheren Energien verschoben und der Resonanzbereich ist breiter. Die Wirkungsquerschnitte sind in diesem Fall kleiner als jene für (γ, n) -Reaktionen. Im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten für (γ, xn) -Reaktionen sind die Wirkungsquerschnitte für die (γ, xp) -Reaktionen aus den oben genannten Gründen für die meisten Nuklide vernachlässigbar klein. So tragen zu dem totalen photonuklearen Wirkungsquerschnitt hauptsächlich die (γ, xn) -Reaktionen bei.

Das Verhalten selektierter Nuklide, bei denen jeweils die Maxima der (γ, xn) -Reaktionswirkungsquerschnitte sowie die Neutronenseparationsschwellen deutlich getrennt sind, wird in der im nächsten Kapitel beschriebenen Methode ausgenutzt.

Ein weiterer Aspekt ist, dass auch die Elektronen über den Austausch von virtuellen Photonen mit den Nukleonen wechselwirken können. Die Anregungswahrscheinlichkeit ist dabei allerdings durch die Tatsache, dass ein virtuelles Photon erzeugt werden muss gegenüber den photonuklearen Reaktionen stark unterdrückt.

3.2.6 Modellierung von Photodesintegrations-Wirkungsquerschnitten

Nicht für alle (γ, xn) -Reaktionen sind experimentell bestimmte energieabhängige Wirkungsquerschnitte verfügbar (vgl. Kapitel 4.2.1). In diesem Fall müssen statistische Modellrechnungen durchgeführt werden. Für diesen Zweck wurde der TALYS Code [87] verwendet. Hierbei handelt es sich um eine Implementierung zur Simulation von Kernreaktionen im Energiebereich von 0,001 - 200 MeV und einem Massenbereich von $12 < A < 339$ dient. In dem Simulations-Code sind Kernreaktionen mit Neutronen, Protonen, Photonen, Deuteronen, Tritium und Alphateilchen implementiert.

Die Klassifizierung zur Modellierung von Kernreaktionen wird üblicherweise in Reaktionszeitskalen angegeben. Dabei wird im Wesentlichen zwischen direkte Kernreaktionen, welche auf kleinen Zeitskalen ablaufen (etwa 10^{-22} s), und Compound-Kernreaktionen auf großen Zeitskalen unterschieden. Bei den direkten Reaktionen wird die absorbierte Energie quasi sofort wieder abgegeben, was einen vorhersagbaren eindeutigen Reaktionskanal wiedergibt. Bei der Compound-Kernreaktion wird die Energie des Projektils gleichmäßig auf viele Nukleonen verteilt, da die Projektilenergie sowie die Energie des wechselwirkenden Nukleons groß genug ist, um das Kernpotential zu verlassen. Die Folge ist, dass sich ein Zwischenkern oder Compound-Kern bildet. Die Reaktionszeit ist mit etwa 10^{-16} s, verglichen mit der direkten Reaktion, sehr groß. Das bedeutet, dass sich die Anfangsenergie statistisch auf die Nukleonen im Kern verteilt. Der Zerfall des Zwischenkerns erfolgt mit verschiedenen Wahrscheinlichkeiten über unterschiedliche Zerfallskanäle. Dabei ist der Zerfall unabhängig davon, wie der Zwischenkern gebildet wurde. Die Compound-Kernreaktion besteht daher aus zwei unabhängigen Prozessen, der Bildung des Zwischenkerns und dem Zerfall des Zwischenkerns. Diese Modellierung der Compound-Kernreaktionen wurde 1936 bereits von Niels Bohr formuliert [88]. Der Wirkungsquerschnitt setzt sich folglich als Produkt der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Zwischenkern gebildet wird, und der Wahrscheinlichkeit des möglichen Zerfallskanal zusammen. Eine nähere Beschreibung der entsprechenden Wirkungsquerschnitte ist dem Handbuch des TALYS-Codes zu entnehmen [89]. Ein theoretischer Ansatz für das statistische Modell wurde von L. Wolfenstein, W. Hauser und H. Feshbach ausgearbeitet [90, 91].

Die Energiebilanz von Kernreaktionen wird über den sogenannten Q-Wert angegeben. Ein negativer Q-Wert bedeutet eine endotherme Reaktion und ein positiver Q-Wert eine exotherme Reaktion. Im Fall der (γ, n) -Reaktionen wird in der Vorhersage der entsprechenden Reaktionswirkungsquerschnitte mit dem statistischen Modell im Rahmen des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts die Umkehrreaktion ((n, γ) -Reaktion) betrachtet. Damit wird bei der Berechnung im Rahmen des statistischen Modells die Verstärkung numerischer Fehler vermieden, weil der Faktor bei der Anwendung des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes

der Umkehrreaktion bei einem positiven Q-Wert gering ist. Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts (*detailed balance*) basiert darauf, dass die Zeitumkehrinvarianz für die einzelnen Übergänge gilt. Dies gilt dann, wenn die Reaktion im thermischen Gleichgewicht betrachtet wird.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Neutron vom Kern absorbiert wird, ist über den Transmissionskoeffizienten angegeben. Dieser wird durch das Lösen der Schrödingergleichung mit einem optischen Potenzial, d.h. ein komplexes Potenzial $V = V_0 + iV_1$, für die Projektil-Kern-Wechselwirkung berechnet. Dabei wird der Potenzialwall für das Projektil durch V_0 beschrieben und die Absorption durch den Imaginärteil V_1 . Daraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für die Streuung und die Absorption eines Teilchens als totaler Wirkungsquerschnitt. Somit ist es möglich je nach Charakter des optischen Potenzials mit dem optischen Modell elastische Streuung, direkte und Compound-Kernreaktionen sowie Kombinationen aus diesen zu beschreiben, was verschiedene Transmissionskoeffizienten zur Folge hat. Die optischen Potenziale werden im Rahmen des optischen Modells diskutiert [77]. Die Transmissionskoeffizienten sind mit der Niveaudichte des Kerns verknüpft und damit mit dem statistischen Modell. Eine hohe Niveaudichte in einem Compound-Kern bedeutet, dass sich die Energie des Projektils statistisch auf viele Nukleonen verteilen kann.

Um die Niveaudichte zu berechnen, werden in TALYS verschiedene Modelle verwendet, von phänomenologischen, analytischen Modellen bis zu mikroskopischen Modellen, welche auf dem Fermi-Gas-Modell basieren [89].

Die Übergangsstärke für die möglichen γ -Übergänge, speziell für die elektrischen Dipolübergänge, wird durch eine Lorentz-Parametrisierung beschrieben. Dabei ist die Halbwertsbreite energieabhängig und im Bereich kleiner Energien ist das Verhalten der Kernreaktionsschwelle beinhaltet. Die Wahrscheinlichkeit für die Photoabsorption in der (γ, n) -Reaktion wird über die Gamma-Stärkefunktion angegeben, welche analog zu den Übergangsstärken für elektrische Dipolübergänge über eine Lorentz-Verteilung angegeben wird.



4 Experimentelle Methode und Aufbau

Ziel ist es die hochenergetischen Elektronen oberhalb mehrerer Megaelektronenvolt (MeV), im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkungszone zu untersuchen, um die Bestimmung der relativistischen Laserbestrahlungsstärke zu ermöglichen. Diese hochenergetischen Elektronen von mehr als 1 MeV verhalten sich insensitiv in Bezug auf niedere-nergetische kollektive Effekte. Dafür bedarf es einer geeigneten experimentellen Methode, welche ausschließlich auf den hochenergetischen Teil der energetischen Verteilung der lasererzeugten Elektronen sensitiv ist.

Als geeignet erweist sich eine auf nuklearer Aktivierung basierende Methode. Die nuklearen Anregungsschwellen liegen für die meisten Isotope bei mehreren MeV.

In den folgenden Abschnitten wird die Methode und die damit verbundenen Anforderungen an die Aktivierungsproben beschrieben. Wesentlicher Bestandteil ist ein gammaspektroskopisches Verfahren zur Bestimmung der Reaktionsausbeuten, das im Abschnitt 4.5 beschrieben wird. Um die Reaktionsausbeuten genau bestimmen zu können ist es von essenzieller Bedeutung die Effizienz des zur Gammaspektroskopie verwendeten Detektors zu kennen. In Abschnitt 4.6 wird die Effizienz der in dieser Arbeit verwendeten HP Germaniumdetektoren bestimmt. Des Weiteren kommen Bildspeicherplatten als Detektor zum Einsatz. Dabei werden diese als Elektronendetektoren in einem Magnetspektrometer eingesetzt und als Detektor der Zerfallsgammastrahlung der aktivierten Proben im Rahmen eines Autoradiographischen Verfahrens verwendet. Die Funktionsweise der Bildspeicherplatte wird im Abschnitt 4.4 beschrieben.

4.1 Nukleare Aktivierungsmethode

Es gibt im Wesentlichen zwei Möglichkeiten, wie die Elektronen mit den Atomkernen wechselwirken und diese anregen können. Wie in Kapitel 3 bereits beschrieben wurde, ist die Wahrscheinlichkeit der direkten Elektron-Kern-Anregung über virtuelle Photonen sehr klein. Es dominiert der Wechselwirkungsprozess mit dem Coulombfeld des Kerns. Das bedeutet, es werden hochenergetische Bremsphotonen erzeugt, welche über Photonuklearreaktionen mit dem Atomkern wechselwirken können. Dabei sind die Wechselwirkungsquerschnitte dieser photonuklearen Reaktionen um das 1000-fache größer als jene Wechselwirkungsquerschnitte für die direkte Elektronen-Kern-Anregung [92].

Die lasererzeugten relativistischen Elektronen werden in die Probe hineinbeschleunigt und wechselwirken mit dem umliegenden Probenmaterial. Im Falle der hochenergetischen Elektronen dominiert hierbei die Kleinwinkelstreuung gemäß der Theorie von G. Molière [30,93] und der relativistische Bremsstrahlungsprozeß nach der Theorie von H. Bethe und W. Heitler [29].

Die Energie der Bremsstrahlung erreicht dabei die Schwellen für Photo-Neutron Desintegrationsreaktionen einiger Isotope.

Durch geeignete Wahl der Isotopenzusammensetzung der Aktivierungsprobe bezüglich der Desintegrations-schwellen bei unterschiedlichen Photonenenergien wird somit eine Möglichkeit bereitgestellt, das Bremsstrahlungsspektrum zu rekonstruieren.

In Abbildung 4.1 sind eine Aufnahme und eine Skizze zur Wechselwirkung des Lasers mit der Aktivierungsprobe dargestellt.

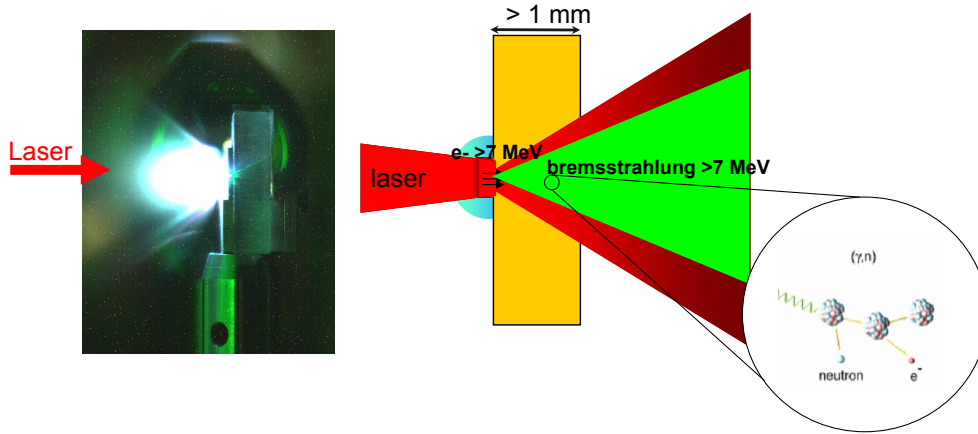


Abbildung 4.1: Das Bild auf der linken Seite zeigt die Aufnahme einer Laser-Plasma-Wechselwirkung. Dabei wurde mit dem PHELIX eine Aktivierungsprobe bestrahlt. Im Bild trifft der Laser von links auf die Vorderseite der Probe, die sich in einer Einhausung befindet. Auf der Vorderseite ist deutlich die Plasmaexpansion zu erkennen. Auf der rechten Seite sind die Vorgänge während der Wechselwirkung des Lasers mit der Probe skizziert.

Die Probe wird nach der Aktivierung spektroskopiert. Die erzeugten instabilen Isotope emittieren nach dem Zerfall charakteristische γ -Zerfallslinien, aus welchen die entsprechenden Reaktionsausbeuten bestimmt werden. Die Reaktionsausbeute Y steht dabei mit dem Bremsstrahlungsspektrum $N_\gamma(E)$ in folgendem Zusammenhang:

$$Y = N_T \int_{S_n}^{\infty} \sigma(E) N_\gamma(E) dE. \quad (4.1)$$

Dabei ist N_T die Zahl der bestrahlten Atome in der Probe, S_n die nukleare Reaktionsschwelle und $\sigma(E)$ der energieabhängige Photo-Neutron Desintegrationswirkungsquerschnitt. Durch die Wahl der Isotope mit unterschiedlichen Reaktionsschwellen erhalten wir eine Serie an Reaktionsausbeuten zu verschiedenen Photonenenergien. Mit Hilfe einer geeigneten Entfaltungsmethode, die in Kapitel 5 beschrieben wird, wird die Anzahl der Photonen pro Energieintervall bestimmt. Die Energieintervalle entsprechen dabei den Intervallen zwischen den jeweiligen Reaktionsschwellen. Im Ergebnis wird das Bremsstrahlungsspektrum erhalten, was durch die hochenergetischen Elektronen erzeugt wurde. Durch den Vergleich der experimentell erhaltenen Zahl der Photonen pro Energieintervall mit GEANT4 [94, 95] Simulationen, welche die materiellen und geometrischen Eigenschaften des jeweiligen experimentellen Aufbaus sowie die möglichen Teilchen-Materie-Wechselwirkungsprozesse beinhalten, werden die spektrale Informationen über die relativistischen Elektronen im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkungszone erhalten. In Kapitel 5 wird dieses Verfahren im Detail erklärt.

4.2 Aktivierungsproben

An die Aktivierungsproben werden besondere Anforderungen gestellt. Zum einen soll eine hohe photonukleare Reaktionsausbeute erzielt werden und zum anderen sollen Isotope mit unterschiedlichen Reaktionsschwellen über einen großen Photonenenergiebereich verwendet werden. Damit wird es ermöglicht, die Anzahl der Bremsstrahlungsphotonen zu unterschiedlichen Bremsstrahlungsenergien, gemäß der energetischen Position der Reaktionsschwellen, experimentell zu bestimmen. Des Weiteren soll die Probe Elektron-zu-Bremsstrahlungskonverter und Aktivierungsprobe in einem und dazu kompakt sein, um möglichst nahe an der Laser-Plasma Wechselwirkungszone eingesetzt werden zu können.

Als Konzept für ein geeignetes Probandesign bietet sich eine Legierung an. Es wird damit ermöglicht, unterschiedliche Isotope in verschiedenen Massenanteilen homogen zu mischen, um den genannten Anforderungen gerecht zu werden.

Beim Mischen verschiedener Stoffe entstehen meist mit Hohlräumen durchsetzte Strukturen, was dazu führt, dass die Gesamtdichte geringer ist als die theoretisch zu erwartende und die Homogenität der Probensubstanz verschlechtert wird. Ein Maß für die vorliegenden Hohlräume ist der Porositätsgrad. Dieser ist das Verhältnis von Hohlraumvolumen zu Gesamtvolumen eines Stoffgemisches. Es wird unterschieden zwischen offener und geschlossener Porosität. Bei ersterer stehen die Hohlräume sowohl untereinander als auch mit der Umgebung in Kontakt. Letzteres bedeutet, dass die Hohlräume nicht mit der Umgebung und untereinander in Kontakt stehen, ähnlich wie bei Schäumen.

Im Wesentlichen gibt es drei Verfahren, um verschiedene Stoffe zu mischen.

1. Das Ineinanderlösen verschiedener Stoffe in einer Schmelze führt nach dem Erstarren zu einer homogenen und kompakten Mehrstofflegierung. Hierbei ist der Porositätsgrad gleich null. Ein wesentlicher Nachteil ist, dass sich nur Stoffe mit gleicher Gitterstruktur im schmelzflüssigem Zustand ineinander lösen können.
2. Ein weiteres Verfahren ist das Mischen von Pulvern und anschließendes Pressen. Damit lassen sich zwar beliebige Stoffe mit unterschiedlichen Kristallgittern mischen, aber der Porositätsgrad und die Dichtegradi-
enten in der Probe können sehr hoch sein. Das führt zu einer geringeren Festigkeit und Inhomogenität und nicht zuletzt zu einer geringen Dichte.
3. Schließlich gibt es noch die Möglichkeit verschiedene Stoffe zu sintern. Es handelt sich dabei um Pseudole-
gierungen.

Die Wahl der Probenherstellung fällt auf das zuletzt genannte Verfahren. Es handelt sich hier im Speziellen um das Heißpressen von unterschiedlichen Metallpulvern. Diese Methode des Sinterns führt zur Ausbildung von Diffusionsprozessen im Bereich der Grenzflächen der Metallkörner, was ein Verdichten der Pulvermischung bewirkt. Damit wird erreicht, dass die Porosität soweit verringert wird, dass nahezu 100% der theoretischen Dichte der Legierung erzielt werden können. Das Heißpressen ermöglicht daher die Herstellung von Pseudolegierungen mit hoher Festigkeit, Homogenität und geringer Porosität sowie einer hohen Massendichte durch geeignete Wahl der Komponenten. In Abschnitt 4.2.1 Wird die Wahl der Komponenten und das Probandesign behandelt. Das Verfahren wird in Abschnitt 4.2.2 beschrieben.

4.2.1 Probendesign

Die Grundlage des Probendesigns bildet die Wahl der Isotopenzusammensetzung. Die Reaktionsschwellen für die Photonuklearreaktionen müssen für die verwendeten Isotope deutlich auseinanderliegen. Der Schwerpunkt der verwendeten Photonuklearreaktionen soll aus den in Kapitel 3 genannten Gründen auf die (γ, xn) -Reaktionen gelegt werden. Dazu müssen die Reaktionswirkungsquerschnitte für die betrachteten Photonenenergien im Bereich der Riesenresonanz hinreichend groß sein, um eine möglichst große nukleare Aktivierungsausbeute zu erzielen. Ein weiterer Aspekt sind adäquate Halbwertszeiten der erzeugten Tochternuklide. Zu berücksichtigen sind auch überschaubare Reaktions- sowie Zerfallskanäle.

Da die durch die hochenergetischen Elektronen erzeugte Bremsstrahlung photoneninduzierte Kernanregungen auslösen soll, ist des Weiteren für die Optimierung einer großen Reaktionsausbeute zu beachten, dass die Bremsstrahlungsausbeute entsprechend hoch ist. Die Bremsstrahlungsausbeute bzw. der über Bremsstrahlungsprozesse induzierte Energieverlust der Elektronen in Materie ist im Wesentlichen proportional zur Dichte und zum Quadrat der Kernladungszahl des Absorbers. Den quantitativen Zusammenhang geben die Gleichungen (3.6) bis (3.10) in Kapitel 3.

Wie im letzten Abschnitt bereits beschrieben wurde, sollen als Probensubstanz heißgepresste Metallpulvermischungen verwendet werden. Diese Art von Substanz führt zu einer hohen resultierenden Gesamtdichte und damit zu einer kleinen Strahlungslänge. Wenn die einzelnen Komponenten mit jeweils denselben Massenanteilen wie bei den heißgepressten Substanzen als Folien in einer Sandwich-Bauweise angeordnet sind, ergibt sich ein geringerer Energieverlust durch Bremsstrahlungsprozesse als bei einer heißgepressten Probe gleicher Größe. Dies führt zu einer höheren Bremsstrahlungsintensität, was weiter unten demonstriert wird. Insgesamt lassen sich mit Pseudolegierungen kompaktere Proben herstellen. Des Weiteren gibt es bei diesen keine Grenzflächen wie bei geschichteten Folien, was dazu führt, dass es keine Sprünge in der elektrischen Leitfähigkeit an diese Flächen gibt. Vielmehr wird eine mittlere elektrische Gesamtleitfähigkeit erzielt. Eine sprunghafte Änderung der Leitfähigkeit kann zu einer Beeinflussung der ursprünglichen Dynamik lasererzeugter Elektronen während der Propagation durch die geschichteten Folien führen.

Die Auswahl der Isotope bezüglich geeigneter (γ, n) -Reaktionswirkungsquerschnitte und jeweils unterschiedlicher Neutronenseparationsschwellen für die (γ, n) -Reaktionen sowie der möglichen (γ, xn) -Reaktionen ($x > 1$), wurde mit Hilfe der *Photonuclear Data Library* von der *International Atomic Energy Agency* (IAEA) und der *EXFOR* (*Experimental Nuclear Reaction Data*) Datenbank durchgeführt. Nach der Auswahl geeigneter Isotope sind des Weiteren der Zerfallskanal sowie die entsprechenden Halbwertszeiten der Tochternuklide zu überprüfen. Zwei weitere Aspekte, welche bei der Überprüfung beachtet werden müssen, sind die eindeutige Zuordnung der Zerfallsgammalinien zu den jeweiligen Tochternukliden und jeweils eine adäquate Intensität dieser Zerfallslinien.

Die Wahl der geeigneten Komponenten liegt jeweils bei Gold, Tantal, Chrom und Niob gemäß ihrer natürlichen Isotopenzusammensetzung (100% ^{197}Au , 100% ^{181}Ta , 100% ^{93}Nb , 4,345% ^{50}Cr , 83,789% ^{52}Cr , 9,501% ^{53}Cr , 2,365% ^{54}Cr). Diese entsprechen den oben genannten Anforderungen. In Tabelle 4.1 sind die genannten Eigenschaften exemplarisch für die möglichen (γ, n) -Reaktionen sowie $(\gamma, 3n)$ -Reaktionen dargestellt.

Zur Optimierung einer geeigneten Probenzusammensetzung wurden Simulationsstudien mittels des Monte Carlo Teilchentransport Codes GEANT4 [94, 95] durchgeführt.

GEANT4 ist in der objektorientierten Programmiersprache C++ implementiert. Im Wesentlichen besteht GEANT4 aus einem Kern, der eine Vielzahl von Klassen beinhaltet, welche den Transport von Teilchen unter Beachtung der Geometrie, der elektrischen und magnetischen Felder und der physikalischen Wechselwirkungsprozesse beschreiben sowie den Benutzerklassen.

Eigenschaften	¹⁹⁷ Au	¹⁸¹ Ta	⁹³ Nb	⁵² Cr	⁵⁰ Cr
(γ, n) Schwelle (MeV)	8,03	7	8,83	12,04	13
($\gamma, 3n$) Schwelle (MeV)	23,03	22,1	28,77	34,3	39,92
(γ, n) max. WQ (mb)	500	350	210	70	40
($\gamma, 3n$) max. WQ (mb)	15	20	5	–	–
(γ, n) $T_{\frac{1}{2}}$	6,2 d	8,15 h	10,15 d	27 d	42 m
($\gamma, 3n$) $T_{\frac{1}{2}}$	38 h	2,45 h	14,6 h	stabil	472 ms
(γ, n) γ -Linie (keV)/ I_γ (%)	333/23	93,3/25	934/99,07	320/10	152/30,3
	355/87	103/3,6			
($\gamma, 3n$) γ -Linie (keV)/ I_γ (%)	293/10,58	325,5/94	1129/92,7	–	–
	328/60,4	213,4/81,4	2319/82		

Tabelle 4.1: Eigenschaften der verwendeten Isotope bezüglich der (γ, xn)-Reaktionen. Hier exemplarisch für die (γ, n)-Reaktionen und ($\gamma, 3n$)-Reaktionen dargestellt. Es werden die beiden stärksten γ -Linien genannt.

Die Benutzerklassen setzen sich im Wesentlichen aus drei Hauptklassen zusammen. Diese regeln die geometrische und materielle Konstruktion, die Definition und Konstellation der zu berücksichtigenden Physikprozesse sowie die Teilchendefinitionen und die Initialisierung der primären Teilchen sowie deren räumliche und energetische Eigenschaften.

Zur Optimierung wurden Mischungen, der über die oben genannte Auswahl an Isotopen hinsichtlich der Massenanteile und der daraus resultierenden mittleren Dichte simuliert. Für die primären Elektronen wurden exponentielle Modellspektren angenommen. In der Simulation wurden die möglichen Teilchen-Materie-Wechselwirkungsprozesse, wie sie unter Kapitel 3 beschrieben wurden, verwendet. Dazu wurden in der Simulation die elektromagnetischen sowie die elektro- und photonuklearen Wechselwirkungsprozesse initialisiert. Für die elektromagnetischen Wechselwirkungen werden in GEANT4 die in dem *Physics Reference Manual* [96] beschriebenen Modelle aus der Quantenelektrodynamik (QED) verwendet. Die elektro- sowie die photonuklearen Prozesse werden durch Modelle aus der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die Implementierung in GEANT4 wird im *Physics Reference Manual* beschrieben. Des Weiteren werden in GEANT4 elektromagnetische Kaskadenbildungen bzw. Schauerentwicklungen berücksichtigt. Im Folgenden werden die verwendeten physikalischen Wechselwirkungsprozesse aufgezählt:

Photonen:

- photoelektrischer Effekt
- Compton-Effekt
- Paarerzeugung
- Ionisation
- inelastische photonukleare Wechselwirkungen

Elektronen und Positronen:

- Bremsstrahlung
- Vielfachstreuung

Element	natürliche Isotope	Massendichte ($\frac{g}{cm^3}$)	Strahlungslänge X_0 (cm)	Massenanteil (%)
Gold	^{197}Au	19,32	0,33511	43,25
Tantal	^{181}Ta	16,65	0,409	24,25
Chrom	^{50}Cr , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{54}Cr	7,14	2,07735	16,25
Niob	^{93}Nb	8,57	1,15675	16,25

Tabelle 4.2: Eigenschaften und optimale Massenanteile der für die im Text genannten Anforderungen an die verwendeten Isotope.

Element	Massenanteil 1 (%)	Massenanteil 2 (%)	Massenanteil 3 (%)	Massenanteil 4 (%)
Tantal	25,00	24,25	16,25	16,25
Gold	25,00	43,25	16,25	16,25
Niob	25,00	16,25	24,25	43,25
Chrom	25,00	16,25	43,25	24,25

Tabelle 4.3: Vier unterschiedliche Parametersätze bezüglich der Massenanteile zum Optimierungsprozess hinsichtlich der Ermittlung einer optimalen Probenzusammensetzung.

- Ionisation
- Paarvernichtung
- inelastische Elektronen- sowie Positronen-Kernwechselwirkungen

Ausgegeben wird die spektrale sowie die Winkelverteilung der über die verwendeten Wechselwirkungsprozesse erzeugten Photonen.

Des Weiteren werden zusätzlich die (γ, xn) -Reaktionsausbeuten ausgegeben. Damit dieses möglich ist, wurden die entsprechenden Kernklassen, welche die Konstellation hadronischer Systeme regeln, um die möglichen photonuklearen Reaktionsprodukte aus den in der Benutzerklasse initialisierten Mutterisotope erweitert.

Die Optimierung wurde unter Beachtung der Maximierung der Photonen- und Reaktionsausbeute durchgeführt. Dazu wurden die Geometrieparameter und die Isotopenzusammensetzungen variiert, um eine bestmögliche Ausbeute zu erzielen.

Die Eigenschaften sowie die optimalen Massenanteile der verwendeten Isotope sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die angegebenen Strahlungslängen ergeben sich aus Gleichung (3.8) und stimmen mit den Strahlungslängen aus der GEANT4 Simulation überein. Es handelt sich um eine einfache Probengeometrie. Die Proben bestehen aus Zylindern mit den folgenden möglichen Abmessungen: Dicke 1 mm, 2 mm und 5 mm mit einem Durchmesser von 10 mm.

Im Folgenden wird an vier ausgewählten Beispielen der Optimierungsprozess hinsichtlich einer optimalen Probenzusammensetzung dargestellt. Dabei wird als Ausgangspunkt eine Zusammensetzung von je gleichen Massenanteilen verwendet. In der Abbildung 4.2 sind die relativen Ausbeuten der in den Simulationen erzielten Photo-Neutron-Desintegrationsausbeuten für die vier Szenarien dargestellt. Diese Szenarien unterscheiden sich in den Massenanteilen der Probenkonstituenten (Tab. 4.3). Die Abbildung 4.3 zeigt die entsprechenden Photonenausbeuten.

Als ursprüngliche Elektronenverteilung wurde ein exponentieller Verlauf angenommen. Die Elektronenzahl betrug 10^6 und die mittlere Elektronenenergie betrug 15 MeV. Der Verlauf startete ab einer unteren Energieschwel-

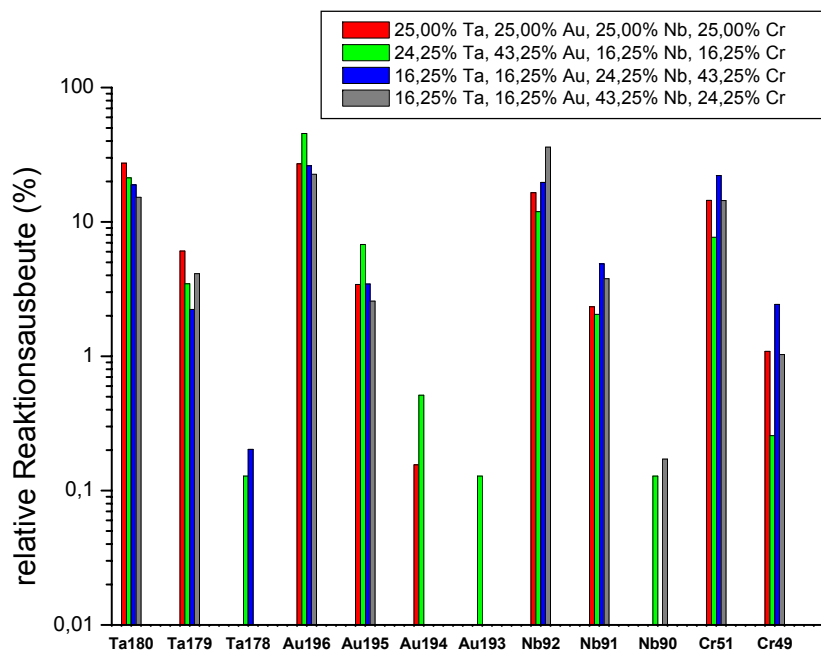


Abbildung 4.2: Mit GEANT4 simulierte relative Photo-Neutron-Desintegrationsausbeuten zu exemplarisch vier unterschiedlichen Parametersätzen hinsichtlich der relativen Massenanteile (Tab. 4.3) der in der Probe enthaltenen Elemente. Die Reaktionsausbeuten bezüglich des optimalen Parametersatzes (Spalte "Massenanteil 2" in Tab. 4.3) sind jeweils als grüne Balken dargestellt.

le von 7 MeV. Diese Energie entspricht der niedrigsten involvierten Neutronenseparationsschwelle der Reaktion $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. Als Probengeometrie wurde ein 5 mm dicker Zylinder mit einem Durchmesser von 10 mm implementiert. Im Verlauf des Optimierungsprozesses wurden die relativen Massenanteile der vier beteiligten Elemente variiert. Die Ausgabe der Simulationen wurde hinsichtlich einer maximalen Reaktionsausbeute und Photonen ausbeute bei gegebenem Eingangsparametersatz überprüft. Aus Abbildung 4.2 ist zu erkennen, dass die oben genannte optimale Zusammensetzung (grüne Balken) zum einen eine maximale Gesamtreaktionsausbeute bezüglich der Photo-Neutron-Desintegrationen ergibt und zum anderen eine größere Anzahl an (γ, xn) -Reaktionen ermöglicht. Eine größere Vielfalt an Photonuklearreaktionen zu unterschiedlichen Neutronenseparationsschwellen führt schließlich zu einer Erhöhung der Anzahl der Energieintervalle über einen großen Photonenenergiebereich, was eine differenzierte Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums ermöglicht (Kapitel 5).

Exemplarisch sind die Resultate mit drei weiteren Parametersätzen dargestellt. Mit diesen ergibt sich jeweils eine geringere Gesamtreaktionsausbeute. Es fällt auf, dass bezüglich dieser drei Parametersätze für einige der in der Simulation erhaltenen photonuklear aktivierten Isotope die Reaktionsausbeuten größer sind als für den optimalen Parametersatz. Allerdings beschränkt sich die Reaktionsausbeute hauptsächlich auf die Produkte aus den (γ, n) - und $(\gamma, 2n)$ -Reaktionen. Wie in Kapitel 5 ausführlich beschrieben wird, werden die Reaktionsprodukte aus den $(\gamma, 2n)$ -Reaktionen der beteiligten Ausgangsisotope nicht nachgewiesen.

Für die pseudolegierten Proben ergibt sich eine nach Gleichung (3.10) mit den in Tabelle 4.2 aufgeführten Strahlungslängen der jeweiligen Elemente eine Gesamtstrahlungslänge von 0,47 cm. Die theoretische Massendichte der Proben beträgt $12,7 \text{ g/cm}^3$.

Der Energieverlust der Elektronen bezüglich der Bremsstrahlungsprozesse in einem Absorber lässt sich mit Gleichung (3.9) ermitteln. Wird der Energieverlust der pseudolegierten Probe mit dem einer geschichteten Probe

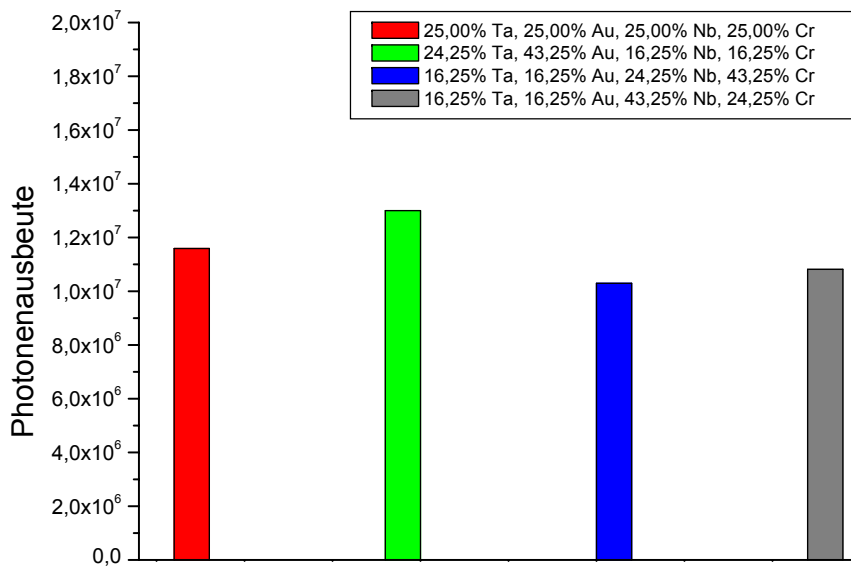


Abbildung 4.3: Simulierte Gesamtphotonenausbeuten zu exemplarisch vier unterschiedlichen Parametersätzen (Tab. 4.3) hinsichtlich der relativen Massenanteile der in der Probe enthaltenen Elemente.

verglichen, wobei die jeweiligen Schichtdicken jeweils den Elementeanteilen in der legierten Probe bei gleichem Durchmesser entsprechen, so ergibt sich folgendes Resultat: Der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlungsprozesse in einer pseudolegierten Probe mit einer Dicke von 5 mm und einem Durchmesser vom 10 mm ist demnach um den Faktor 1,3 größer als in einer entsprechenden aus einzelnen Folien geschichteten Probe. Die Foliendicken ergeben sich mit den genannten Massenanteilen zu 1,5 mm Gold, 1 mm Tantal, 1,5 mm Chrom und 1 mm Niob mit einem Durchmesser von 10 mm. Das gilt auch für beliebige Reihenfolgen der Folien bestehend aus den oben genannten Elementen. Das bedeutet, dass eine legierte Probe bezüglich der Bremsphotonenausbeute effizienter ist, als eine entsprechende Probe im *Sandwich-Design*.

Die Wahl der Isotope beruht auch darauf, dass die Wahrscheinlichkeit für (γ, xn) -Reaktionen hoch sein soll. Bei den in Tabelle 4.4 aufgeführten Isotopen sind in der Tat die Photo-Neutron-Desintegrationsreaktionen dominierend. Das zeigen auch die in Kapitel 5 dargestellten experimentellen Resultate. Die Anregungskurven der zu erwartenden (γ, xn) -Reaktionen sind in Abbildung 4.4 zu sehen. Hier sind die jeweiligen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der ursprünglichen Photonenenergie aufgetragen. Die experimentell bestimmten Daten für die Wirkungsquerschnitte stammen aus der EXFOR-Datenbank. Für manche photonukleare Reaktionen existieren keine experimentellen Daten. In diesem Fall muss auf Modellrechnungen zurückgegriffen werden. Für diesen Zweck wurde der in Kapitel 3.2.6 genannte TALYS Code verwendet. Die experimentell bestimmten Werte wurden mit dem TALYS Code verglichen, um die Übereinstimmung zwischen den Experimentdaten und dem Modell zu verifizieren. Als Energieintervalle der Photonen wurden in der TALYS-Rechnung im Bereich zwischen 0 und 50 MeV jeweils 1 MeV Schritte gewählt. In Abbildung 4.5 sind für die (γ, n) -Reaktionen von ^{197}Au , ^{181}Ta , ^{93}Nb , ^{50}Cr und ^{52}Cr die experimentell bestimmten sowie die berechneten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit zur Photonenenergie aufgetragen. Die Abweichung der Berechnungen des Wirkungsquerschnittes für Photodesintegrationsreaktionen beträgt unter Verwendung des statistischen Modells etwa 30% von den experimentellen Werten. Der Vergleich ergibt dementsprechend eine gute Übereinstimmung.

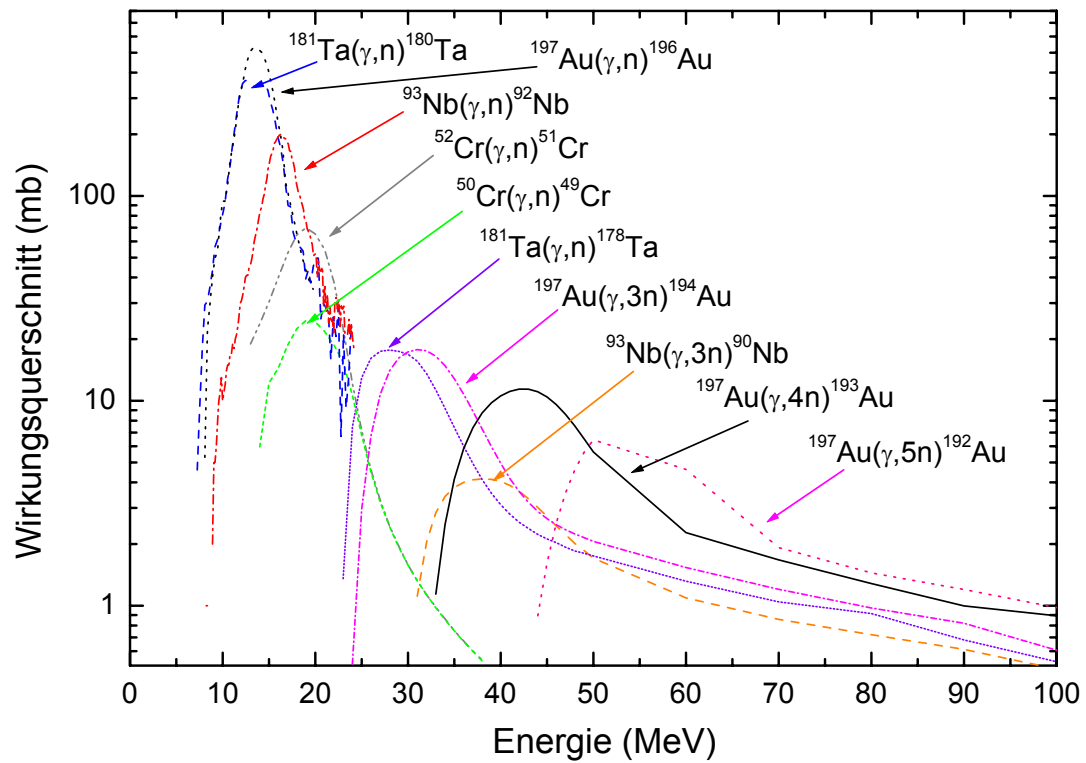


Abbildung 4.4: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Photonenenergie der zu erwartenden (γ, xn) -Reaktionen.

Photonuklearreaktion	Neutronenschwelle	Max. der GDR
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$	7 MeV	12 MeV
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	8,03 MeV	14 MeV
$^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92}\text{Nb}$	8,83 MeV	16 MeV
$^{52}\text{Cr}(\gamma, n)^{51}\text{Cr}$	12,04 MeV	19 MeV
$^{50}\text{Cr}(\gamma, n)^{49}\text{Cr}$	13 MeV	20 MeV
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178m}\text{Ta}$	22,1 MeV	28 MeV
$^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	23,03 MeV	32 MeV
$^{93}\text{Nb}(\gamma, 3n)^{90}\text{Nb}$	28,77 MeV	39 MeV
$^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$	30 MeV	40 MeV
$^{197}\text{Au}(\gamma, 5n)^{192}\text{Au}$	40 MeV	50 MeV

Tabelle 4.4: Beobachtete Photodesintegrationsreaktionen mit den Neutronenseparationsschwellen und den Maxima der Dipolriesenresonanzen (GDR).

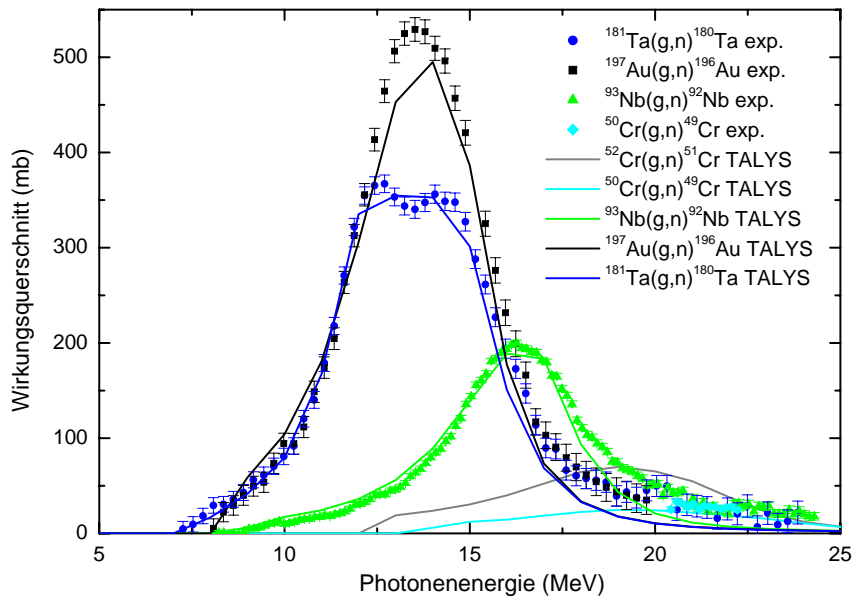


Abbildung 4.5: Gegenüberstellung der experimentellen Daten zu den (γ, n) -Reaktionswirkungsquerschnitten aus der EXFOR-Datenbank und der TALYS-Simulationen.

Ein Teil der möglichen Photonuklearreaktionen sowie die Neutronenseparationsschwellen [92] und Maxima der Anregungskurven [97] sind in der Tabelle 4.4 dargestellt.

Die Halbwertszeiten der möglichen Tochternuklide liegen zwischen einigen Stunden bis einigen Tagen. Somit wird es auch ermöglicht, die Proben erst nach einigen Tagen zu spektroskopieren. Das bedeutet, die Information über die lasererzeugten Elektronen bleibt über mehrere Tage in Form von nuklearer Aktivierung erhalten. Das ermöglicht auch den Einsatz an Lasersystemen, an welchen in unmittelbarer Nähe keine Spektroskopie der aktivierten Proben möglich ist. Das spektroskopische Verfahren wird im Abschnitt 4.5 beschrieben.

4.2.2 Herstellungsverfahren

Das Targetlabor sowohl an der GSI als auch an der TU Darmstadt verfügt nicht über eine Ausstattung für das spezielle Herstellungsverfahren der Proben. Diese wurden am Fraunhofer Institut für Fertigungstechnik und Materialforschung in Dresden (IFAM) hergestellt. Das IFAM verfügt über die benötigten Geräte und Messtechniken für die Probenherstellung und Charakterisierung.

Die oben genannten Probenkomponenten lassen sich aufgrund ihrer unterschiedlichen Kristallgitter und stark differierenden Schmelzpunkte nicht in einer Schmelze legieren, was die genannten Anforderungen erfüllen würde. In diesem Fall ist ein pulvermetallurgisches Verfahren die geeignete Methode.

Im Allgemeinen werden dazu die Metallpulver in den gewünschten Massenanteilen gemischt, gepresst und anschließend erhitzt. Das ist das klassische Sintern. Allerdings führt schon ein herkömmliches Mischverfahren, d. h. das Verrühren der verschiedenen Metallpulver, zur Filamentierung und Enthomogenisierung. Das liegt hauptsächlich daran, dass es sich bei den verschiedenen Metallen um unterschiedliche Dichten und bei gleicher Korngröße um unterschiedliche Gewichte handelt. Das anschließende Sintern führt nur zu einer Enddichte von 60% bis 70% [98].

Das ist dadurch zu erklären, dass nach dem Pressen unkontrolliert erhitzt wird. Das unkontrollierte Erhitzen ohne kontrollierten Pressvorgang erhöht, u. a. durch chemische Reaktionen oder die Änderung des Aggregatzustandes an den Metallgrenzflächen, den Porositätsgrad.

Ein geeignetes Verfahren ist das Heißpressen. Bei diesem Sintervorgang wird die Metallpulvermischung dosiert gepresst und gleichzeitig dosiert erhitzt. Das führt zu Enddichten im Bereich von 90-99,99% der theoretisch erwarteten Dichte [98]. Des Weiteren werden die Metallpulver vorher über einen Misch-Knet-Prozess homogen vermischt. Dabei verhaken sich die Körner ineinander, was während des Mischprozesses eine Enthomogenisierung verhindert. Die Massenanteile betragen: 43,25 Ma.-% Gold, 24,25 Ma.-% Tantal, 16,25 Ma.-% Chrom sowie 16,25 Ma.-% Niob. Die Reinheit der Pulver beträgt jeweils etwa 99,98% und die Korngrößen liegen im Mittel bei 2 μm . Die Pulver wurden von Goodfellow als Standardmaterial bezogen.

Das geeignete Heißpressprogramm, die Dosierung der Erhitzung während des Pressens, wird zunächst durch eine thermoanalytische Untersuchung ermittelt. Um die Temperaturlage der Phasenübergänge der Mischung zu bestimmen und zu analysieren, wird eine dynamische Differenzkalorimetrie verwendet. Die dynamische Differenzkalorimetrie (DDK), oder *Differential Scanning Calorimetry* (DSC), ist eine kalorimetrische Methode, bei der die Differenz der Energiezufuhr zu einer Probe und einer Referenzprobe gemessen wird, während die Proben einem vorgegebenen Temperatur-Zeit-Programm unterworfen werden. Es wird dabei zwischen zwei Meßverfahren, der leistungskompensierten und der Wärmestrom-Differenzkalorimetrie, unterschieden. Bei dem ersten Verfahren werden die Probe und die Referenzprobe in zwei voneinander isolierten Öfen untergebracht, wobei die Temperatur jeweils so geregelt wird, dass sie in beiden Proben gleich ist. Dabei wird die elektrische Leistung als Funktion der Temperatur aufgezeichnet. Bei der dynamischen Wärmestromdifferenzkalorimetrie befinden sich Probe und Referenzprobe auf Stellflächen in einem Ofen, wobei durch die Proben zu den Stellflächen ein gleicher Wärmestrom fließt. Durch Änderungen von Umwandlungsprozessen in der Probe wird der Wärmestrom gestört, was zu einer Differenz zwischen den Wärmeströmen durch die Probe und die Referenzprobe führt. Das hat zur Folge, dass eine Temperaturdifferenz zwischen der Probe und der Referenzprobe entsteht. Bezüglich der hier durchgeführten Differenzkalorimetrie wurde die Wärmestromdifferenzmethode verwendet.

Das eingesetzte Differenzkalorimeter ist das DSC 404 von Netzsch. Abbildung 4.6 zeigt das DSC-Diagramm der AuTaCrNb-Pulvermischung. Der Messbereich der Erhitzung erstreckt sich dabei von 25 °C bis 1400 °C, in welchem die Heizrate 10 K/min beträgt (rote Kurve). Die Abkühlung erfolgt in dem Bereich von 1400 °C bis 30 °C, mit der Abkühlrate 10 K/min. Als Referenzprobe wurde 83,490 mg Al_2O_3 verwendet, wobei die AuTaCrNb-Probenmasse 313,530 mg betragen hat. Um mögliche Oxidationsreaktionen zu vermeiden, befanden sich die Proben in einer Argon-Schutzgasatmosphäre. Aufgenommen wurde das Differenztemperaturmesssignal in μV in Abhängigkeit von der Temperatur in °C. Beim Aufheizen werden drei ineinander übergehende kalorimetrische exotherme Peaks zwischen 700 °C und 1000 °C beobachtet. Hierbei handelt es sich um die Phasenbildung. Nachfolgend entsteht ein stark endothermer Peak. Er beginnt bei der sogenannten Onset-Temperatur, die sich aus dem Schnittpunkt zwischen der Basislinie und der Wendetangente des Peaks ergibt, von etwa 1350 °C und hat sein Maximum bei 1360 °C. Dieser zeigt das Aufschmelzen. Beim Abkühlen ist ein stark exothermer Peak, beginnend bei 1340 °C mit einem Maximum bei 1334 °C, zu beobachten. Die anderen Peaks werden nicht entgegengesetzt durchlaufen, was dafür spricht, dass die gebildeten Phasen erhalten bleiben.

Des Weiteren wird der Dehnungs- und der Schwindungsprozess der Mischung beim stetigen Erhitzen über die Zeit mittels einer Dilatometrie bestimmt. Hierbei handelt es sich um eine thermomechanische Methode, bei der die thermische Ausdehnung einer Probe im Verlauf eines vorgegebenen Temperatur-Zeit-Programmes gemessen wird. Für die Untersuchung wurde ein Dilatometer vom Typ DIL 402 E von Netzsch verwendet. Abbildung 4.7 zeigt das Dilatometriediagramm. Der Aufheizbereich erstreckt sich zwischen 25 °C und 1320 °C (rote Linie). Die Heizrate

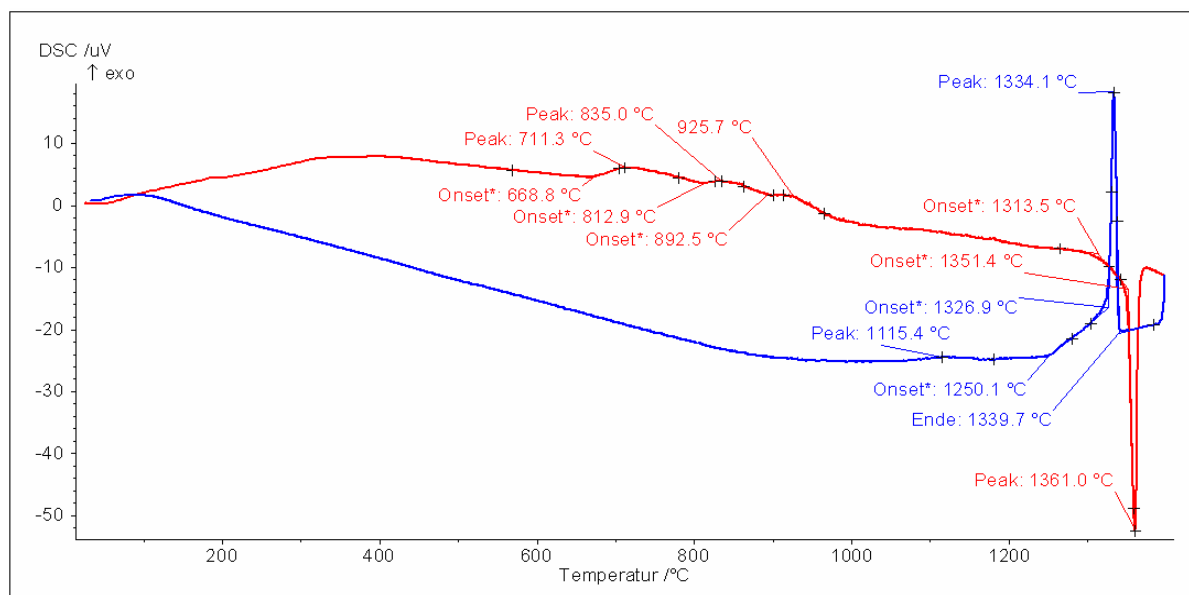


Abbildung 4.6: DSC-Diagramm der AuTaCrNb-Pulvermischung. Das Differenztemperatursignal ist in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die rote Linie zeigt die Aufheizphase und die blaue die Abkühlphase. Der Messbereich erstreckt sich zwischen 25 °C und 1400 °C. Die Heiz- und Kühlrate beträgt jeweils 10 K/min. Die Messung wurde am IFAM in Dresden durchgeführt.

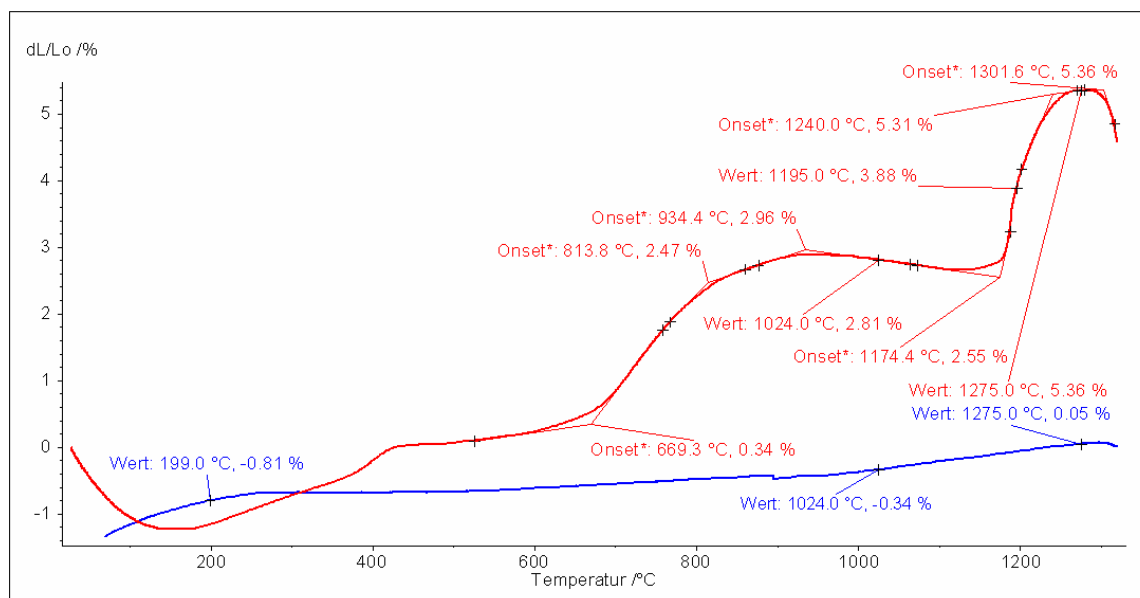


Abbildung 4.7: Dilatometriediagramm der AuTaCrNb-Pulvermischung. Hierbei ist die relative Längenänderung über die Temperatur aufgetragen. Die rote Linie zeigt den Prozess des Aufheizens der Probe und die blaue Linie den der Abkühlung. Der Messbereich erstreckt sich zwischen 25 °C und 1320 °C. Die Heiz- bzw. Abkühlrate beträgt 10 K/min. Die Messung wurde am IFAM in Dresden durchgeführt.

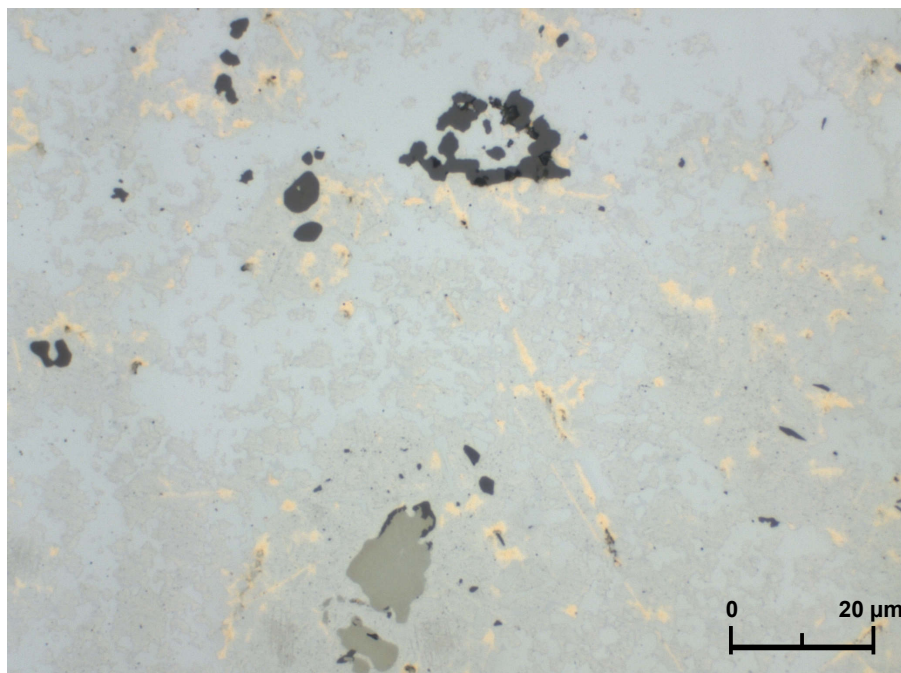


Abbildung 4.8: Metallographisches Schlibbild der AuTaCrNb-Probe. Bei den dunklen Bereichen handelt es sich um Poren. Der Porenanteil beträgt 0,1%. Die Aufnahme wurde vom IFAM in Dresden durchgeführt.

hat 10 K/min betragen. Das Abkühlen verläuft in dem Bereich von 1320 °C bis 30 °C (blaue Linie). Dabei hat die Abkühlrate 10 K/min betragen. Während der Aufheizphase fällt auf, dass nach einer anfänglichen Schwindung von -1% drei Ausdehnungsprozesse einsetzen. Der mittlere fasst die beobachteten Peaks aus der DSC-Messung zusammen. Die einsetzende Schwindung im Bereich oberhalb 1301 °C deutet auf das Aufschmelzen der Probe hin. Zusammenfassend werden mit der Dilatometrie weitere Phasenumwandlungsprozesse beobachtet.

Die genaue Kenntnis über die Lage der Phasenumwandlungen und den damit verbundenen Dehnungs- und Schwindungsprozessen wird dazu verwendet, um an diesen Punkten den Druck des Pressvorgangs entsprechend anzupassen. Das führt zu einer Verdichtung der Mischung. Dabei wurde die Temperatur während des Heißpressens bis maximal 1320 °C hochgeregelt, d.h. unterhalb der Temperatur des Aufschmelzens.

Nach dem Heißpressen wurden die Proben einer Röntgendiffraktometrie unterzogen, um die möglicherweise enthaltenen intermetallischen Verbindungen zu bestimmen. Die röntgenographische Analyse hat ergeben, dass die Komponenten überwiegend elementar vorliegen. Zum Teil wurde die intermetallische Verbindung Cr_2Nb mit einem relativen Anteil von weniger als 1% nachgewiesen, wobei die Dichte dieser Verbindung 7,7 g/cm³ beträgt. Des Weiteren wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) kombiniert mit einer energiedispersiven Röntgenstrahlenanalyse (*Energy Dispersive X-Ray Analysis* EDX) die Elementanteile in Bereichen mit Abmessungen von weniger als 10 μm überprüft. Diese stimmen mit der Einwaage überein. Der Porenanteil der Probe, welcher über einen metallographischen Anschliff bestimmt werden kann, beträgt 0,1% (s. Abb. 4.8). Die Massendichte der Proben wurde zu 12,4 g/cm³ ermittelt. Die theoretische Dichte, welche sich aus der vorgegebenen Zusammensetzung ergibt, beträgt 12,7 g/cm³. Damit beträgt die Dichte der Proben etwa 97,6% der theoretisch berechneten Dichte. Da der Porenanteil sehr gering ist, tragen die intermetallischen Verbindungen Cr_2Nb den Hauptteil der Abweichung von der theoretischen Dichte. Insgesamt können die Proben als dicht bezeichnet werden.

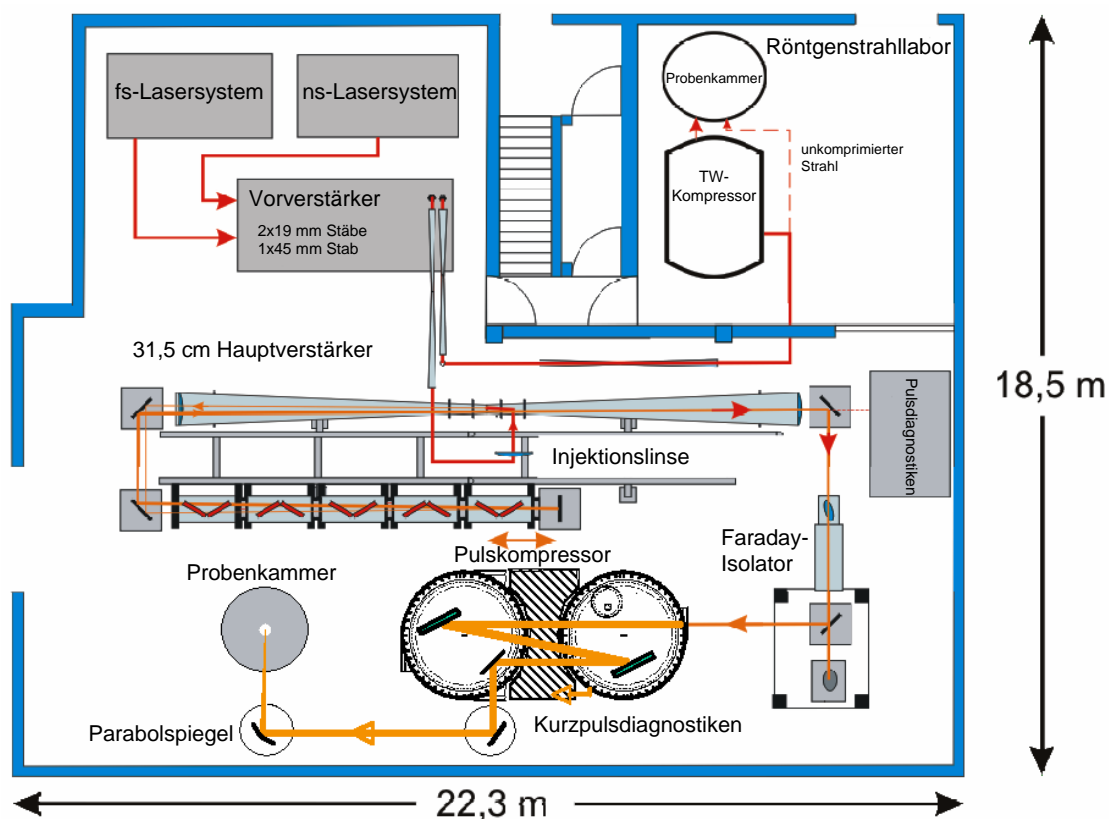


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der PHELIX-Lasereinrichtung.

4.3 Aufbau und Lasersysteme

Die Experimente wurden an PulsLasersystemen mit hoher Pulsenergie und hoher Bestrahlungsstärke, welche nach der *Chirped-Pulse-Amplification* (CPA) Technik arbeiten, durchgeführt. Im Wesentlichen wird dabei zunächst ein breitbandiger Laserpuls mit kleiner Energie im Bereich von einigen Nano-Joule (nJ) und einer Pulsdauer von etwa 100 fs erzeugt. Dieser Laserpuls wird dispersiv zeitlich auf einige Nanosekunden (ns) gestreckt und der Strahldurchmesser vergrößert. Dabei verringert sich die Bestrahlungsstärke, welche definiert ist als die Laserenergie pro Pulsdauer (also die Leistung) und bestrahlter Fläche in den Einheiten W/cm^2 . Die Zerstörschwelle bezüglich der Bestrahlungsstärke durch nichtlineare optische Effekte wird aufgrund der Strahlaufweitung nicht überschritten. Der gestreckte Puls propagiert im konventionellen Fall durch eine Kette von mit Blitzlampen gepumpten Nd:Glas-Verstärkern, was eine Erhöhung der Pulsenergie um mehr als das zehnfache der Eingangsenergie mit sich bringt. Schließlich wird der verstärkte Laserpuls dispersiv auf weniger als 1 ps komprimiert. Damit die Propagation des komprimierten Pulses nicht beeinträchtigt wird, findet die Pulskomprimierung und die anschließende Pulspropagation in der Probenkammer im Vakuum statt.

Im Folgenden wird die Strahlführung und der experimentelle Aufbau am PHELIX an der GSI in Darmstadt beschrieben. Abbildung 4.9 zeigt den skizzierten Grundriss der PHELIX-Einrichtung (entnommen aus [99]). Der kurze breitbandige Laserpuls mit einer Pulslänge im unteren Pikosekundenbereich und einer Energie von etwa

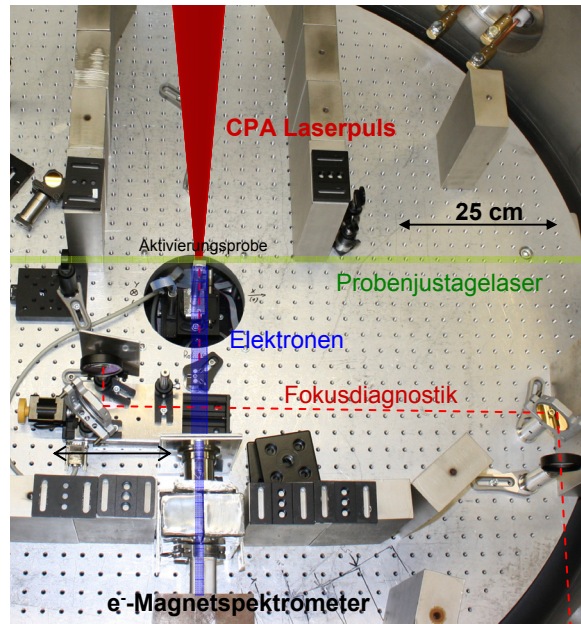


Abbildung 4.10: Experimenteller Aufbau am PHELIX.

4 nJ wird in dem Ti:Saphir-Lasersystem mit einer Repetitionsrate von 76 MHz erzeugt und anschließend auf 2 ns gestreckt [100]. Der gestreckte Puls wird dann in einem regenerativen Ti:Saphir-Verstärkersystem auf bis zu 30 mJ verstärkt. Die Repetitionsrate beträgt 10 Hz. Über schnelle Pockelszellen wird für die nachfolgenden Verstärkerstufen ein einzelner Puls aus den regenerativen Verstärker ausgekoppelt. Danach propagiert der Puls durch den mit Blitzlampen gepumpten Nd:Glas-Vorverstärker bestehend aus zwei Verstärkerstäben mit 19 mm und einem Verstärkerstab mit 45 mm Durchmesser. In diesem wird der Strahl über Keplerteleskope aufgeweitet. Über eine Injektionslinse wird der Puls mit einer Injektionsenergie von 10 J in den Hauptverstärker, den er zwei Mal durchläuft, eingekoppelt und über ein Teleskop auf 31,5 cm aufgeweitet. Schließlich wird der auf maximal 150 J verstärkte Laserpuls mittels eines Gitterkompressors, bestehend aus zwei parallel zueinander angeordneten dielektrischen Reflexionsgittern, auf 700 fs komprimiert und in die Probenkammer gelenkt. Die Repetitionsrate beträgt etwa 90 Minuten. Die sehr geringe Repetitionsrate hängt vor allem damit zusammen, dass die Nd:Glas-Verstärkerscheiben abkühlen müssen. Das bedeutet, dass die Experimente auf wenige Bestrahlungen pro Tag begrenzt sind.

Die Experimente wurden in der Probenkammer hinter dem Hauptverstärker und dem Pulskompressor durchgeführt (s. Abb. 4.9). Der Laserpuls wird über einen Kupferparabolspiegel mit einer Brennweite von 150 cm in die Probenkammer gelenkt und fokussiert. Die Gesamttransmission des Gitterkompressors und die Reflexion des Parabolspiegels betragen zusammen 80%. Der experimentelle Aufbau in der Probenkammer ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Der komprimierte Laserpuls (dunkelrot) wird über den Parabolspiegel auf die Aktivierungsprobe fokussiert. Es handelt sich dabei um einen elliptischen Fokus mit einer vertikalen Ausdehnung von etwa $12\ \mu\text{m}$ und einer horizontalen Ausdehnung von etwa $18\ \mu\text{m}$. Der Lasereinfallswinkel beträgt 0° bezüglich der Probenflächennormalen. Die Aktivierungsprobe ist in einer Plexigläseinhausung untergebracht, um bei einem möglichen Zerschlagen während der hochintensiven Laserbestrahlung zu verhindern, dass sich die aktivierten Bruchstücke in der Probenkammer verteilen und diese kontaminieren. Hierbei wird die Fläche der Probe, die bestrahlt wird frei gelassen. Der senkrecht zur Laserpulspropagationsrichtung verlaufende Justagelaserstrahl (grün) markiert die Fokalebene

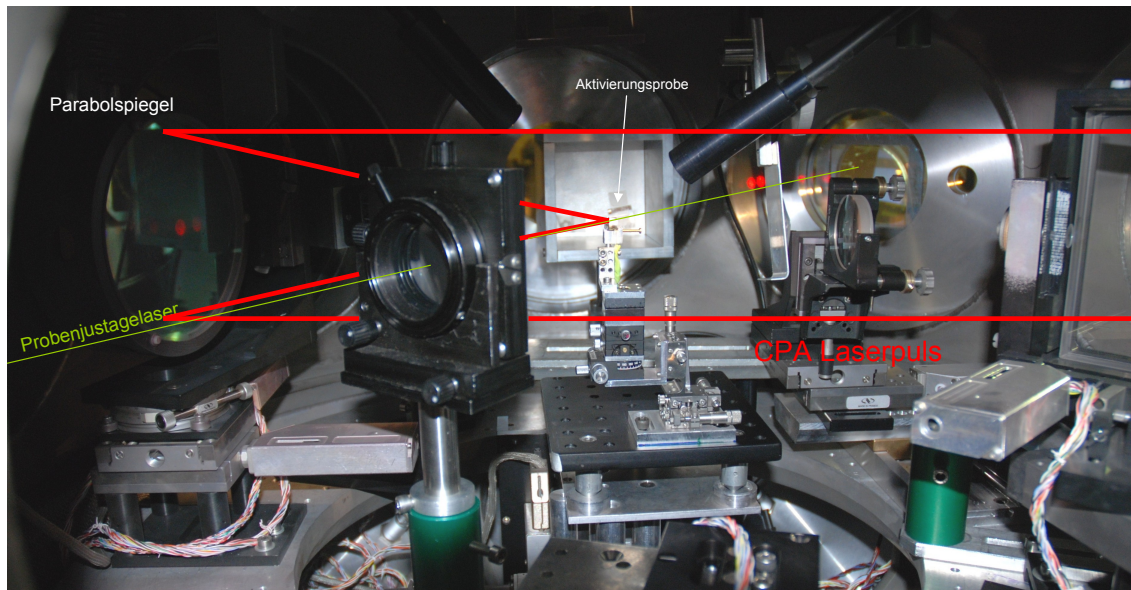


Abbildung 4.11: Experimentaufbau in der Probenkammer am LULI 100 TW Lasersystem.

und dient zur Ausrichtung der Probe vor der eigentlichen Bestrahlung mit dem hochintensiven Laserpuls. Die gestrichelte rote Linie kennzeichnet die Strahlführung zur Abbildung des Fokus. Befindet sich das Target nicht im Strahlengang, so kann über einen motorisierten Linearverschiebetisch die erste Linse und der erste Umlenkspiegel der sogenannten Fokusdiagnostik an die Position des einfallenden Laserpulses im Vakuum gefahren werden. Das Bild des Fokus, d.h. die Bestrahlungsstärkeverteilung in der Fokalebene, wird über eine CCD-Kamera aufgenommen.

Die hochenergetischen Elektronen, welche zum Teil durch die Aktivierungsprobe hindurch propagieren werden mit einem Magnetspektrometer detektiert. Das Spektrometer ist unter 0° zur Laserpropagationsrichtung positioniert. Nach Durchgang durch eine Schlitzblende mit einer Schlitzlänge von 5 mm und einer Breite von $500\ \mu\text{m}$ werden die Elektronen mittels einer Bildspeicherplatte (*Imaging Plate* IP des Typs MD 4.0 von Agfa) detektiert. Das Magnetspektrometer befand sich mit seiner Eintrittsöffnung 25 cm hinter der Probe. Die Beschreibung des eingesetzten Spektrometertyps ist der Referenz [101] zu entnehmen. Vor dem Spektrometer befand sich eine 5 cm dicke Bleiabschirmung sowie eine 1 cm dicke Reinaluminiumabschirmung. Des Weiteren wurden in der Probenkammer aus Strahlenschutzgründen einige Eisenziegel verwendet.

An weiteren Lasersystemen wurde die Aktivierungsprobe, ähnlich wie im Fall von PHELIX gezeigt, bestrahlt. Es ist zu bemerken, dass der Hauptteil der Experimente am PHELIX durchgeführt wurde. Erste Versuche wurden am 100 TW Lasersystem des *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intense* (LULI) in Frankreich durchgeführt. Abbildung 4.11 zeigt den experimentellen Aufbau in der Probenkammer am LULI 100 TW Lasersystem. Skizziert ist der Laserstrahl vom Pulskompressor kommend (rot symbolisiert), welcher sich außerhalb der Probenkammer in einem externen Rezipienten befindet, und der Probenjustagelaser. Der komprimierte Laserpuls wird mittels eines Parabolspiegels außerhalb der optischen Achse auf die Aktivierungsprobe fokussiert. In der Mitte der Abbildung ist die Aktivierungsprobe zu sehen. Hierbei handelt es sich um eine 5 mm dicke AuTaCrNb-Probe.

Des Weiteren wurden die Proben am Vulcan Lasersystem des *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) im Experimentbereich *Target Area West* (TAW) in Großbritannien eingesetzt. Ein Überblick der wesentlichen Parameter der genannten Lasersysteme ist in Tabelle 4.3 dargestellt.

	PHELIX	LULI 100 TW	Vulcan TAW
Energie am Ort der Probe	max. 120 J	16 J	60 J
Pulsdauer	450 bis 700 fs	500 fs	1 ps
Zentrale Wellenlänge	1054 nm	1054 nm	1053 nm
Fokausausdehnung	V 12 μm H 18 μm	10 μm	10 μm
Kontrast	10^{-6}	10^{-6}	-
Vorpulsdauer	2 ns	0,7 ns	-

Tabelle 4.5: Datenüberblick verschiedener Lasersystemen.

4.4 Bildspeicherplatten (*Imaging Plate* - IP)

Bei den Bildspeicherplatten handelt es sich um wiederverwendbare Detektorsysteme für ionisierende Strahlen [102, 103], insbesondere für Röntgenstrahlung aber auch Elektronen und Ionen. Das wesentliche physikalische Prinzip dieses Detektors beruht auf der photostimulierten Lumineszenz (PSL). Lumineszenz bedeutet die Emission optischer Strahlung, die beim Zerfall eines energetisch angeregten atomaren Systems in den Grundzustand entsteht. Dieser Prozess erfolgt spontan innerhalb einer stoffspezifischen Halbwertszeit. Bei der photostimulierten Lumineszenz wird das atomare System zunächst in einen metastabilen Zustand angeregt. Im Exzitonenmodell bedeutet dies, dass ein Elektron von dem Valenzband nicht in das Leitungsband angeregt wird und damit ein Elektronen-Loch-Paar erzeugt wird (Exziton). Das Elektron wird vielmehr in einen Metastabilen Zustand nahe des Leitungsbandes angeregt und bildet mit dem Loch einen metastabilen Komplex, den PSL-Komplex. Es wird auch gesagt, dass das Elektron und das Loch innerhalb dieses Komplexes gefangen sind. Der metastabile Zustand hat eine Lebensdauer von einigen Stunden. Die Absorption von Licht einer bestimmten stoffspezifischen Wellenlänge in diesem Komplex führt zur Anregung des Elektrons in das Leitungsband. Daraufhin folgt innerhalb von einigen Nanosekunden die Rekombination des Elektron-Loch-Paares und damit die Emission von Licht einer spezifischen Wellenlänge. Je höher die Energie der einfallenden Strahlung ist, desto mehr PSL-Komplexe werden gebildet.

Als photostimulierende Lumineszenzschicht wird in den Bildspeicherplatten Europium(II) dotiertes Bariumfluor-bromid BaFBr:Eu^{2+} verwendet. Die zu detektierende Strahlung wird in dieser Schicht absorbiert und oxidiert dabei das Eu^{2+} zu Eu^{3+} . Das freiwerdende Elektron wird dabei in einen metastabilen Zustand angeregt und es bildet sich ein PSL-Komplex. Der energetische Abstand dieses Elektrons zum Leitungsband beträgt dabei 2 eV. Das entspricht einer Laserwellenlänge im roten, sichtbaren Bereich. Das in das Leitungsband angeregte Elektron rekombiniert schließlich mit dem Eu^{3+} -Ion unter Emission von Licht mit einer Wellenlänge von etwa 390 nm.

Dabei besteht ein Zusammenhang zwischen der Anzahl N der einfallenden, und damit PSL-komplexbildenden Teilchen, und der Anzahl, der während des Auslesevorgangs emittierten Photonen, dem PSL-Signal PSL

$$N = \frac{PSL}{\epsilon(E) \cdot I(t)}. \quad (4.2)$$

In diesem Zusammenhang muss berücksichtigt werden, dass der PSL-Komplex nur eine endliche Lebensdauer besitzt. Es ist somit notwendig, einen zeitlichen Korrekturfaktor $I(t)$ einzusetzen. Des Weiteren wird eine von der Art und der Energie des einfallenden Teilchens abhängige Effizienz $\epsilon(E)$ berücksichtigt, mit der ein PSL-Komplex gebildet wird.

4.5 Gammaspektroskopisches Verfahren zur Bestimmung der Reaktionsausbeuten

Um ein Bremsstrahlungsspektrum und schließlich die Elektroneneigenschaften mittels der nuklearen Aktivierungsmethode ermitteln zu können, bedarf es der Verwendung einer hochauflösenden Gammaspektroskopie. Im Wesentlichen hängt nach Gleichung (4.1) die experimentell zu bestimmende Größe, nämlich die Reaktionsausbeute, über die Faltung des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes mit dem Photonenspektrum zusammen. Zum Einsatz kommen hochreine Ge-Halbleiterdetektoren (*High Purity Germanium* - HPGe). Im Vergleich zu Szintillationszählern, wie z. B. NaI-Zähler, besitzen Halbleiterzähler eine um den Faktor 10-50 höhere Energieauflösung. Das liegt daran, dass für die Erzeugung eines Photoelektrons bei Szintillationszählern eine Energie von 400 eV bis 1 keV benötigt wird; bei Halbleiterzählern wie HPGe reicht eine Energie von etwa 2 eV aus, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Die Ionisationsausbeute ist also bei Halbleiterzählern sehr groß, was dazu führt, dass die statistischen Fluktuationen der Anzahl an erzeugten Ladungsträgern bei vorgegebenem Energieverlust sehr klein sind. Folglich werden die aufgenommenen Linienbreiten sehr schmal, so dass auch eng benachbarte Linien noch differenzierbar sind. Verunreinigungen im Halbleitermaterial können allerdings zu einer Verbreiterung der Linien führen. Mit Hilfe der Gammaspektroskopie werden die aktivierten Isotope als Produkte der entsprechenden Photodesintegration sowohl über ihr charakteristisches Gammaspektrum als auch über ihre Halbwertszeiten identifiziert. Zur Darstellung eines Gammaspektrums werden die gezählten Ereignisse N in Abhängigkeit von der Gammaenergie E_γ aufgetragen. Die Ereignisse bezüglich eines bestimmten Photopeaks ergeben sich aus der Fläche des entsprechenden Peaks. Dabei gilt, dass die Peakfläche proportional zur entsprechenden Reaktionsausbeute Y ist, d.h. es gilt

$$N \propto Y. \quad (4.3)$$

Der Proportionalitätsfaktor setzt sich aus den detektorspezifischen Eigenschaften sowie den Zerfallseigenschaften der Isotope zusammen. Zu den zerfallsspezifischen Parametern gehören die Zeitkorrekturen und die Wahrscheinlichkeit der Emission der entsprechenden charakteristischen Photonen I_γ . Die Zeitkorrekturfaktoren τ setzen sich aus der Tatsache zusammen, dass die gebildeten Radioisotope während der Aktivierungsphase, in der die Isotope mit einer bestimmten Erzeugungsrate gebildet werden, mit ihrer Halbwertszeit bis zum Ende der Bestrahlung zerfallen (τ_{act}) sowie in der Zeit zwischen dem Ende der Erzeugung und dem Beginn der Gammaspektroskopie (τ_{break}) und der Messzeit (τ_{meas}) zerfallen.

Die Zeitfaktoren τ werden wie folgt bestimmt, wobei als Basis das Zerfallsgesetz verwendet wird:

Zeitkorrekturfaktor τ_{act} : Während der Bestrahlungszeit t_{act} werden N_0 Isotope aktiviert. Die Erzeugungsrate beträgt konstant N_0/t_{act} . Während der Bestrahlungszeit zerfällt ein Teil der gebildeten Isotope, so dass die Zahl der erzeugten Isotope

$$N_{prod} = \frac{N_0}{t_{act}} \int_{t=0}^{t_{act}} e^{-\lambda t} dt = N_0 \frac{(1 - e^{-\lambda t_{act}})}{\lambda t_{act}} \quad (4.4)$$

beträgt. Wobei $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ die Zerfallskonstante des Isotops mit der Halbwertszeit $T_{1/2}$ ist. τ_{act} ist folglich

$$\tau_{act} = \frac{(1 - e^{-\lambda t_{act}})}{\lambda t_{act}}. \quad (4.5)$$

Folgendes ist zu beachten: Da die Bestrahlungszeit, welche der Laser-Plasma-Wechselwirkungszeit also Zeitskalen von Pikosekunden (10^{-12} s) entspricht, viel kleiner als die Halbwertszeiten der erzeugten Isotope (einige Minuten bis Stunden) sind, geht τ_{act} in Gleichung (4.5) gegen eins.

Zeitkorrekturfaktor τ_{break} : Nach der Zeit t_{break} zwischen dem Ende der Aktivierung und dem Beginn der Messung beträgt die Zahl der Isotope gemäß dem Zerfallsgesetz

$$N_{break} = N_{prod} e^{-\lambda t_{break}}. \quad (4.6)$$

Folglich ist

$$\tau_{break} = e^{-\lambda t_{break}}. \quad (4.7)$$

Zeitkorrekturfaktor τ_{meas} : Während der Messzeit t_{meas} zerfallen N_{decay} Isotope, d.h.

$$N_{decay} = N_{break} (1 - e^{-\lambda t_{meas}}). \quad (4.8)$$

Damit

$$\tau_{meas} = 1 - e^{-\lambda t_{meas}}. \quad (4.9)$$

Mit den aufbauspezifischen Eigenschaften wie der Totzeitkorrektur $C = \frac{t_{live}}{t_{real}}$ (*live time*: Zeit, in der Ereignisse registriert werden, aufgrund der begrenzten Verarbeitungszeit eines Ereignisses im Analog zu Digital Konverter (ADC) von etwa 10^{-6} s werden in dieser Zeitspanne kein weiteres Ereignis registriert; *real time*: Laborzeit) und die energiabhängige Detektoreffizienz $\epsilon(E_\gamma)$, welche im nächsten Kapitel bestimmt wird, folgt aus der Beziehung zwischen der Zahl der Ereignisse und der Reaktionsausbeute nach Gleichung (4.3)

$$N = [\tau_{break} \cdot \tau_{meas} \cdot C \cdot I_\gamma \cdot \epsilon(E_\gamma)] \cdot Y. \quad (4.10)$$

Schließlich kann aus der Anzahl der Ereignisse berechnet werden, wieviele Photo-Neutron-Desintegrationen während der Laserbestrahlung in der Aktivierungsprobe stattgefunden haben [104].

4.6 Effizienz der HPGe-Detektoren

Die Effizienz bzw. die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ eines Detektors gibt im Allgemeinen die Wahrscheinlichkeit an, mit der N_{det} Photonen vom Detektor registriert werden. Diese Zahl N_{det} ist ein Teil der von der Quelle insgesamt emittierten Photonen N_{Quelle} . Die wesentlichen Wechselwirkungsprozesse der Photonen mit dem Detektorkristall sind der Photoeffekt, Comptoneffekt und der Paarbildungsprozess. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte hängen dabei von der Photonenenergie ab. Dies bedeutet, dass die intrinsische Detektoreffizienz $\epsilon_{det}(E_\gamma)$ eine energieabhängige Größe darstellt. Zusätzlich kommt die Wahrscheinlichkeit hinzu, mit der ein emittiertes Photon in den Detektor einfällt; es wird hier von der geometrischen Effizienz ϵ_{geom} gesprochen. Diese hängt von der Anordnung der Quelle bezüglich des Detektors sowie von der Geometrie der Quelle und des Detektors und von der Gammaenergie E_γ ab. Für die absolute Detektoreffizienz gilt

$$\epsilon(E_\gamma) = \epsilon_{geom}(E_\gamma) \cdot \epsilon_{det}(E_\gamma) = \frac{N_{det}}{N_{Quelle}}. \quad (4.11)$$

Zur Bestimmung der energieabhängigen Effizienz wurden näherungsweise punktförmige Eichquellen mit einer bekannten Aktivität verwendet. Zur Kalibrierung der beiden an der GSI verwendeten coaxialen HPGe-Detektorsysteme

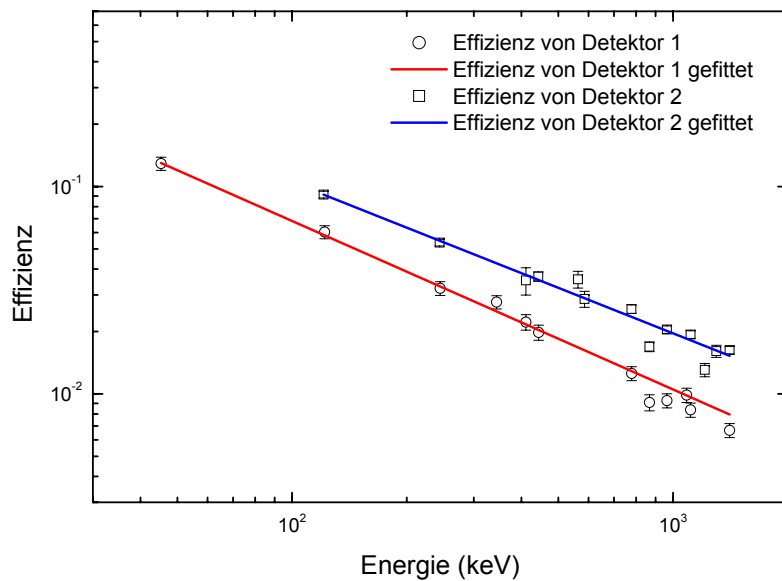


Abbildung 4.12: Effizienzkurven der an der GSI verwendeten HPGe-Detektoren *Detektor 1* (mit Be-Fenster) und *Detektor 2* (mit Al-Fenster).

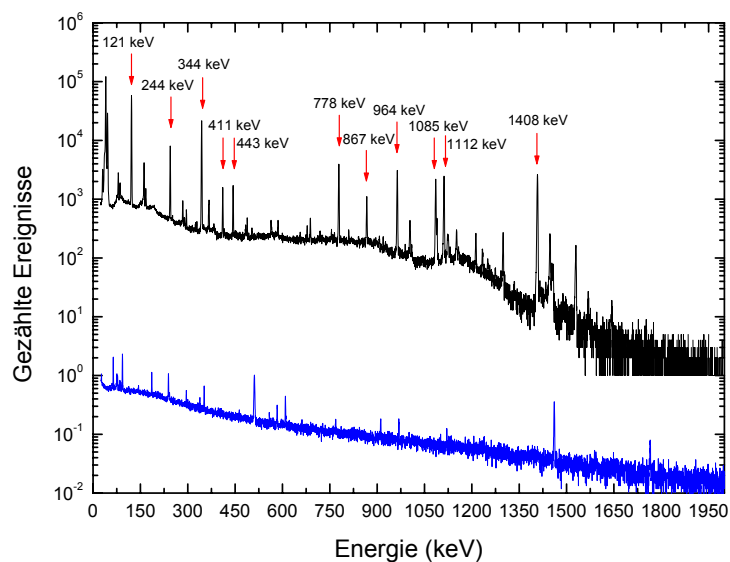


Abbildung 4.13: Gammazerfallsspektrum der ^{152}Eu -Eichquelle, aufgenommen mit dem *GSI Detektor 1*. Die roten Pfeile markieren die verwendeten Zerfallslinien. Der blaue untere Verlauf zeigt den Detektoruntergrund.

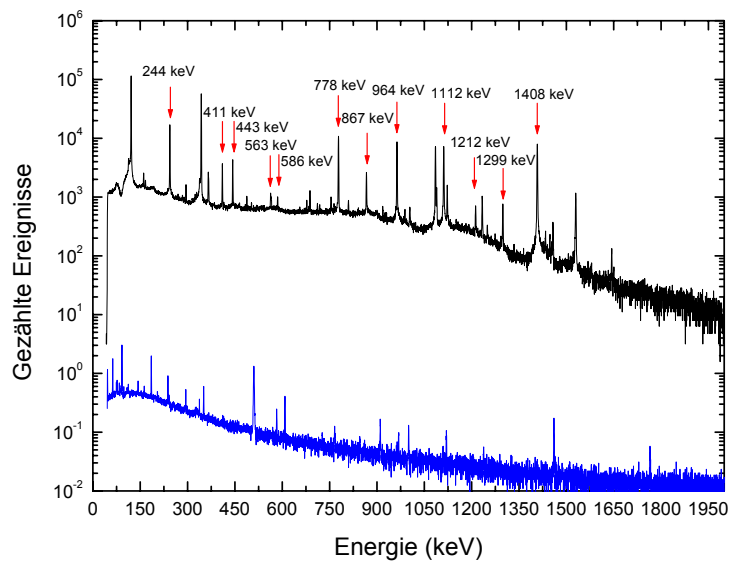


Abbildung 4.14: Gammazerfallsspektrum der ^{152}Eu -Eichquelle, aufgenommen mit dem *GSI Detektor 2*. Die roten Pfeile markieren die verwendeten Zerfallsliniene. Der blaue untere Verlauf zeigt den Detektoruntergrund.

wurde eine ^{152}Eu -Punkteichquelle verwendet. Zum Zeitpunkt des Referenzdatums am 1. April 2002 hatte die Eichquelle eine Aktivität von 41,5 kBq, wobei die Unsicherheit zu 7% angenommen wurde. Die Eichquelle und später die Proben wurden dabei direkt zentrisch auf das Aluminiumeintrittsfenster des einen Detektors positioniert. Der zweite Detektor besitzt ein Berylliumfenster. Daher wurden die Proben nicht direkt auf das Fenster gelegt, sondern auf eine Plexiglashalterung, so dass die Quelle insgesamt unter einem Abstand von 2,6 cm zum Ge-Kristall zentrisch positioniert war. Die Zerfallsspektren wurden mittels des *GSA WinGamma* Softwarepakets aufgenommen. Die Effizienz wurde aus der bekannten Aktivität der Eichquelle, also der Zahl der pro Sekunde emittierten Photonen, und der Zahl der pro Messzeit vom Detektor registrierten Ereignissen im jeweiligen Photopeak sowie der Emissionswahrscheinlichkeit eines Zerfallsgammaquants der jeweiligen Linie bestimmt, was sich aus Gleichung (4.11) ergibt. In Abbildung 4.12 sind die energieabhängigen Effizienzen in Abhängigkeit von der Photonenenergie doppeltlogarithmisch aufgetragen. Die Fehler ergeben sich im Wesentlichen aus den statistischen Abweichungen der in einem Photopeak registrierten Ereignisse sowie der Aktivität der Quelle. Die Zerfallskaskade der ^{152}Eu -Eichquelle erstreckt sich über einen Energiebereich von 40 keV bis 1400 keV, in dem 13 Zerfallslinien deutlich mit dem *Detektor 1* (Berylliumfenster) detektierbar sind. Aufgrund des Aluminiumfensters des *Detektor 2* wird die Intensität der Photonen unterhalb von 100 keV stark abgeschwächt. Entsprechend lässt sich die Effizienz des *Detektor 2* unterhalb von 100 keV nicht ermitteln. Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen jeweils das Gammazerfallsspektrum der ^{152}Eu -Eichquelle. Da die interessierenden Linien der später zu vermessenden Aktivierungsprobe oberhalb von 100 keV zu erwarten sind, ist die genannte Kalibrierung mit der ^{152}Eu -Eichquelle ausreichend. An die Messpunkte wurde eine Modellfunktion vom Typ $\epsilon(E) = A \cdot E^B$ nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst und somit die Parameter A und B bestimmt. Das exponentielle Verhalten der Effizienz mit der Energie wird über die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die Photoionisation, Comptoneffekt und den Paarbildungsprozess beschrieben (Gln. (3.16), (3.17) und (3.23) in Kapitel 3). Die Annahme einer doppeltlogarithmischen Regressionsgeraden als Modell

Eigenschaften	IKP Detektor 1	IKP Detektor 2	IKP Detektor 3
Durchmesser (mm)	77,5	53,1	55,9
Länge (mm)	79,5	52,7	75
Fenster	Kohlenstoff	Aluminium	Aluminium
Abstand Probe-Fenster (mm)	14	1	1

Tabelle 4.6: Übersicht der am Institut für Kernphysik verwendeten HPGe-Detektoren.

Nuklid	Gammaenergie (keV)	Intensität der Zerfallslinie I_γ	Aktivität am 01.01.2008 (kBq)
^{109}Cd	88	0,037	$14 \pm 4\%$
^{57}Co	122,1	0,856	$25,86 \pm 3\%$
^{57}Co	136,5	0,1068	$25,86 \pm 3\%$
^{54}Mn	834,8	0,99976	$37,68 \pm 3\%$
^{60}Co	1173,2	0,9985	$24,94 \pm 1,9\%$
^{60}Co	1332,5	0,999826	$24,94 \pm 1,9\%$

Tabelle 4.7: Eichquellen zur Kalibrierung der HPGe-Detektoren des IKP der TU Darmstadt.

ist damit berechtigt. Für die im Folgenden als *GSI Detektor 1* (mit Be-Fenster) und *GSI Detektor 2* (Al-Fenster) bezeichneten HPGe-Detektorsystemen erhalten die folgenden Effizienzfunktionen:

GSI Detektor 1:

$$\epsilon_{Det1}(E) = (2,879 \pm 0,165) \cdot (E/\text{keV})^{(-0,82126 \pm 0,01314)} \quad (4.12)$$

Die Unsicherheit der gemessenen Detektoreffizienz ist zu 6% anzunehmen.

GSI Detektor 2:

$$\epsilon_{Det2}(E) = (3,5614 \pm 0,6444) \cdot (E/\text{keV})^{(-0,7576 \pm 0,0340)} \quad (4.13)$$

Hier ist die Unsicherheit der gemessenen Detektoreffizienz zu etwa 10% anzunehmen.

Des Weiteren wurden drei koaxiale HPGe-Detektoren des Instituts für Kernphysik (IKP) der TU Darmstadt eingesetzt. Zur Bestimmung der absoluten Effizienz wurden die in Tabelle 4.7 aufgeführten Eichpunktquellen verwendet. Die Intensitäten der Zerfallslinien wurden aus Ref. [105] entnommen. Die Gammaspektren der genannten Eichquellen wurden mit der Software *TV* aufgenommen. Die verwendeten Detektoren werden in Tabelle 4.6 aufgeführt.

Für die oben aufgeführten Detektoren sind die ermittelten Effizienzen doppeltlogarithmisch in Abhängigkeit von der Gammaenergie in Abbildung 4.15 dargestellt. Die Unsicherheit der Detektoreffizienz wird jeweils zu etwa 7% angenommen. An die Messpunkte wurde, wie oben beschrieben, jeweils eine exponentielle Modellfunktion für die energieabhängige absolute Effizienz angepasst. Als Resultat werden die folgenden Effizienzfunktionen erhalten:

IKP Detektor 1:

$$\epsilon_{D1}(E) = (4,8214 \pm 2,1186) \cdot (E/\text{keV})^{(-0,7584 \pm 0,0913)} \quad (4.14)$$

IKP Detektor 2:

$$\epsilon_{D2}(E) = (29,1869 \pm 18,9300) \cdot (E/\text{keV})^{(-1,02823 \pm 0,13596)} \quad (4.15)$$

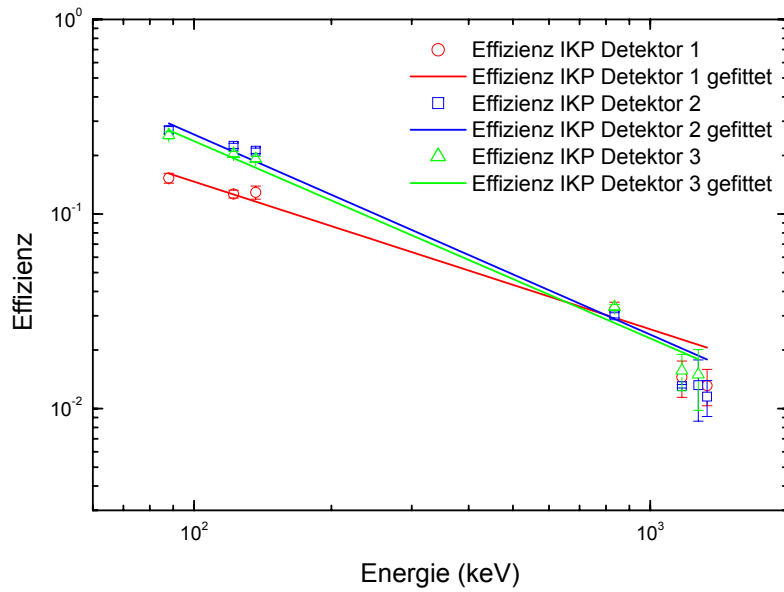


Abbildung 4.15: Effizienzkurven der verwendeten HPGe-Detektoren des Instituts für Kernphysik.

IKP Detektor 3:

$$\epsilon_{D3}(E) = (25,28275 \pm 16,42594) \cdot (E/\text{keV})^{(-1,014 \pm 0,136)} \quad (4.16)$$

Es ist zu berücksichtigen, dass die radioaktive Probe innerhalb eines Eichquellenträgers auf einen sehr kleinen, nahezu punktförmigen Bereich konzentriert ist. Bei den Aktivierungsproben handelt es sich jedoch um nicht punktförmige, ausgedehnte Quellen. Der Durchmesser der Proben beträgt 10 mm und es werden drei verschiedene Dicken verwendet (1 mm, 2 mm und 5 mm). Das bedeutet, dass die Geometrie der Proben und die Selbstabsorption der beim Kernzerfall emittierten Photonen innerhalb der Proben bei der Gammaspektroskopie berücksichtigt werden müssen. Im Folgenden wurden GEANT4 Simulationen durchgeführt, um die Detektoreffizienzen bezüglich dieser nicht punktförmigen Quellen zu ermitteln. Dazu wurden die verwendeten HPGe-Detektoren hinsichtlich ihrer Geometrie, der materiellen Zusammensetzung und der möglichen Wechselwirkungsprozesse simuliert. Die Daten zur Detektormodellierung wurden den technischen Merkblättern der Hersteller entnommen. Als aktives Detektorvolumen wurde der Ge-Kristall verwendet, und in diesem die Ereignisse pro deponierter Energie registriert. Zunächst wurden Punktquellen simuliert, um einen Vergleich zum Experiment zu erlangen. Dabei emittiert diese Punktquelle je zu verschiedenen primären Photonenenergien eine bestimmte Anzahl an Photonen pro Simulationsdurchlauf. Aus der Zahl der einfallenden Photonen und der Zahl der im Ge-Kristall absorbierten Photonen wird anschließend die absolute Effizienz erhalten.

Der Vergleich des Resultates der Simulation mit der Messung zeigt, dass der Verlauf der Energieabhängigkeit der Effizienz gut übereinstimmt. Allerdings zeigt sich in der Simulation je nach Detektor eine um einen bestimmten Faktor größere Abweichung von den Absolutwerten der aus der Messung ermittelten Effizienz. Die Abweichung der Simulationen zu den Messungen beträgt bei jedem der verwendeten Detektorsystemen etwa 50%. Exemplarisch ist die Auftragung der simulierten Effizienz und der aus der Messung bestimmten Effizienz des *GSI Detektor 1* in Abbildung 4.16 dargestellt. Die Diskrepanz erscheint sehr groß, da die GEANT4 Simulation nur eine Abweichung

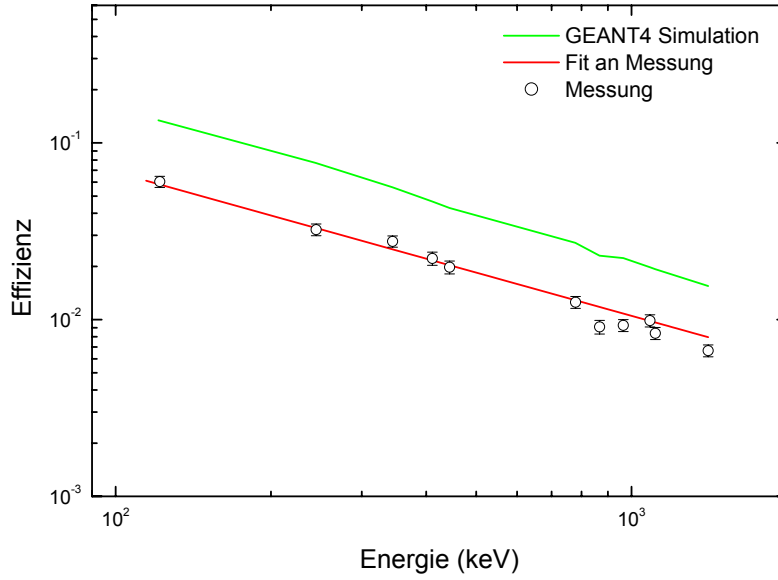


Abbildung 4.16: Abhängigkeit der Effizienz von der Energie: Aus der Messung bestimmte Effizienz und mit GEANT4 simulierte Effizienz des GSI Detektor 1.

von etwa 5% [106] aufweist. Eine Erklärung ist neben der realen Geometrie der Detektorbestandteile, wie es von S. Hurtado et al. [106] argumentiert wird, in der tatsächlichen Struktur des realen Ge-Detektorkristalls zu finden. So erniedrigen unbekannte Ausdehnungen von möglichen Totschichten im Bereich der Eintrittsseite im HPGe-Kristall die Detektoreffizienz. Solche Schichten werden in der Simulation nicht berücksichtigt, da ihre Ausdehnung unbekannt ist. Ein weiterer Effekt, welcher die reale Effizienz verringert, sind Verunreinigungen und Defektstellen im Kristall.

Zur Bestimmung der Effizienz der nicht punktförmigen Aktivierungsproben kann die folgende Annahme gemacht werden. Der Verlauf Energieabhängigkeit der simulierten Effizienz stimmt in etwa mit der aus der Messung ermittelten überein. Die Abweichung der Absolutwerte der Effizienzen einer Punktquelle aus der Simulation ϵ_p^{sim} und der Messung ϵ_p^{mess} ist im Verhältnis zu der simulierten und der aus der Messung zu bestimmenden Effizienz (ϵ_T^{sim} und ϵ_T^{mess}) einer nicht punktförmigen Quelle gleich. Daher gilt der Zusammenhang

$$\epsilon(E_\gamma) = \epsilon_T^{mess} = \frac{\epsilon_p^{mess}}{\epsilon_p^{sim}} \cdot \epsilon_T^{sim}. \quad (4.17)$$

Hierbei wird der Selbstabsorptionsprozess der Zerfallsgammaphotonen in der Probe über die GEANT4 Simulationen berücksichtigt.

5 Experimentelle Ergebnisse und Analyse

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse, die an den im Kapitel 4 genannten Lasersystemen erlangt wurden, dargestellt. In den folgenden Abschnitten werden die Daten aus den PHELIX-Strahlzeiten und den Experimente am LULI 100 TW Lasersystem analysiert. Eine Zusammenstellung der erzielten Resultate dient zur Demonstration der Funktionsweise der nukleardiagnostischen Methode zur Untersuchung des Bereichs der relativistischen Elektronen in der Laser-Plasma-Wechselwirkungszone.

Im Abschnitt 5.2 werden die Gammazerfallsspektren und die daraus erhaltenen Reaktionsausbeuten diskutiert. Eine genaue Kenntnis über die, mittels der HPGe-Detektoren ermittelten Gammaspektren und die daraus resultierenden Reaktionsausbeuten ist essentiell für die Genauigkeit in der Bestimmung der Bremsstrahlungsspektren und letztendlich der Elektronenspektren.

Die Analysemethode zur Entfaltung der Bremsstrahlungsspektren und die weitere Diskussion der daraus erhaltenen Elektronenspektren werden in dem Abschnitt 5.3 dieses Kapitels behandelt.

5.1 Mechanische Stabilität der Probe bei direkter Laserbestrahlung

Zur Überprüfung der mechanischen Stabilität der Proben während der direkten Laserbestrahlung wurden zunächst Pulsenergien weit unterhalb der maximal möglichen eingestellt. In Abbildung 5.1 ist beispielhaft eine solche Probe dargestellt. Es handelt sich um einen Zylinder mit einer Dicke von 2 mm. In einer Testbestrahlung wurde ein Laserpuls auf die Stirnfläche fokussiert. Die Laserpulsenergie betrug 40 J. Auf der Probe ist ein Krater zu erkennen, der durch den Laserpuls verursacht wurde. Ab einer Pulsenergie von > 40 J werden die Proben bei einer direkten fokussierten Bestrahlung zerstört, d.h. eine Probe von 2 mm Dicke zerbricht bedingt durch die sich ausbreitende Schockwelle in der Probe. Insgesamt geht dabei aktiviertes Material, was für die Analyse notwendig ist, verloren.

In den folgenden Experimenten wurde mit einer Bleikonverterprobe unmittelbar vor der pseudolegierten Probe gearbeitet. Zum einen, um die Schockwelle zu dämpfen, so dass diese nicht die eigentliche Aktivierungsprobe zerstört, und zum anderen, um die Bremsstrahlungsintensität zusätzlich zu erhöhen.

5.2 Gammazerfallsspektrum und die Bestimmung der photonuklearen Reaktionsausbeuten

Nach der Aktivierung der Proben wurden diese mittels HPGe-Detektoren spektroskopiert. Die entsprechenden Reaktions- und Zerfallskanäle werden über das Gammazerfallsspektrum analysiert. Zur Analyse der Gammaspektren wurde die Software TV [107] eingesetzt.

Um eine Analyse durchführen zu können, muss zunächst der Detektor hinsichtlich der Gammazerfallsenergie kalibriert werden. Anschließend ist es notwendig eine Detektoreffizienzkalibrierung durchzuführen, um Aussagen über die Aktivität und letztendlich die Reaktionsausbeute nach Gleichung (4.1) machen zu können. Da die Effizienz energieabhängig ist, muss dazu die Energieabhängigkeit ermittelt werden. Die Vorgehensweise sowie die Durchführung und schließlich die Ergebnisse zur Effizienzkalibrierung der HPGe-Detektoren wurde bereits in Kapitel 4 dargestellt.

Eine Zuordnung der Linien im Spektrum zu den interessierenden aktivierten Isotopen wird über ihre charakteristischen Zerfallsenergien erhalten. Das Gammaspektrum wird in Abschnitt 5.2.1 diskutiert. Eine anschließende

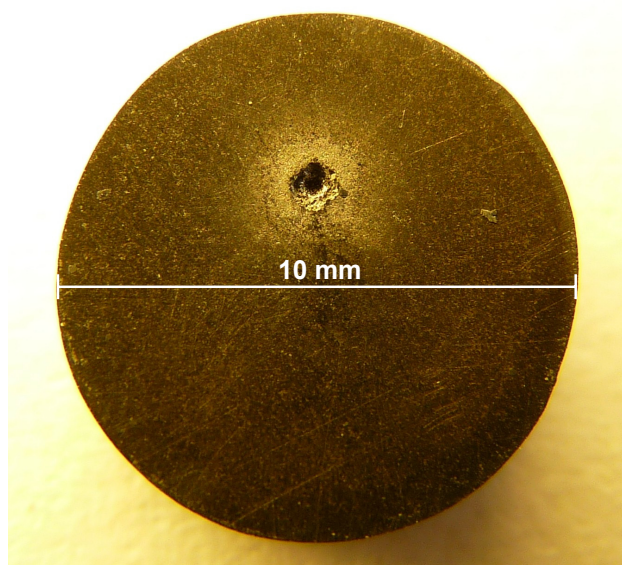


Abbildung 5.1: Direktbestrahlte pseudolegierte Aktivierungsprobe bei einer fokussierten Laserpulsenergie von 40 J. Die Dicke der zylindrischen Probe betrug 2 mm. Es ist deutlich ein Krater zu erkennen. Insgesamt ging dabei aktiviertes Material verloren.

Bestimmung der erzielten nuklearen Reaktionsausbeuten pro Laserbestrahlung mit jeweils unterschiedlichen Pulsenergien und einer Gegenüberstellung wird in Abschnitt 5.2.2 dargestellt.

5.2.1 Gammaspektrum einer aktivierten AuTaCrNb-Probe

Ein typisches Zerfallsspektrum einer aktivierten AuTaCrNb-Probe ist exemplarisch in Abbildung 5.2 dargestellt. Dabei wurde eine 2 mm dicke Bleiprobe unter 0° zur Probennormalen mit dem PHELIX bestrahlt, wobei die Pulsenergie 94 J betrug. Unmittelbar hinter der Konverterprobe befand sich die Aktivierungsprobe. Mittels der gammaspektroskopischen Analyse wurde eine Gesamtaktivität der Probe unmittelbar nach der Laserbestrahlung von 4239 Bq ermittelt. Des Weiteren wurden über die Photo-Neutron-Desintegrationen insgesamt $3,4 \times 10^8$ Neutronen emittiert.

In Tabelle 4.4 sind die beobachteten photonuklearen Reaktionen dargestellt. Im Folgenden werden die Zerfallskanäle der über die photonuklearen Reaktionen erzeugten Radionuklide, welche für die Entfaltung der Bremsstrahlungsspektren sowie den resultierenden Elektronenspektren herangezogen werden, beschrieben.

Ab einer photonuklearen Reaktionsschwelle von 7 MeV wird das Isotop ^{181}Ta angeregt, mit der Folge der Neutronenemission. Mittels der Gammaspektroskopie wird das ^{180}Ta aus der (γ, n) -Reaktion sowie das ^{178m}Ta aus der $(\gamma, 3n)$ -Reaktion, deren Reaktionsschwelle bei 22 MeV liegt, identifiziert. Die Zerfallsschemata der beobachteten Übergänge sind in der Abbildung 5.3 dargestellt, wobei die Datenangaben aus [108] stammen. Das ^{179}Ta , dass über die $(\gamma, 2n)$ -Reaktion des ^{181}Ta produziert wird, konnte nicht identifiziert werden, was zum einen an der langen Halbwertszeit von 665 d liegt und zum anderen daran liegt, dass das ^{179}Ta mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% direkt in den Grundzustand von ^{179}Hf über Elektroneneinfang zerfällt. Das ^{180}Ta zerfällt hingegen mit einer Halbwertszeit von 8,15 Stunden mit einer Wahrscheinlichkeit von 86% über den Elektroneneinfangprozess in das

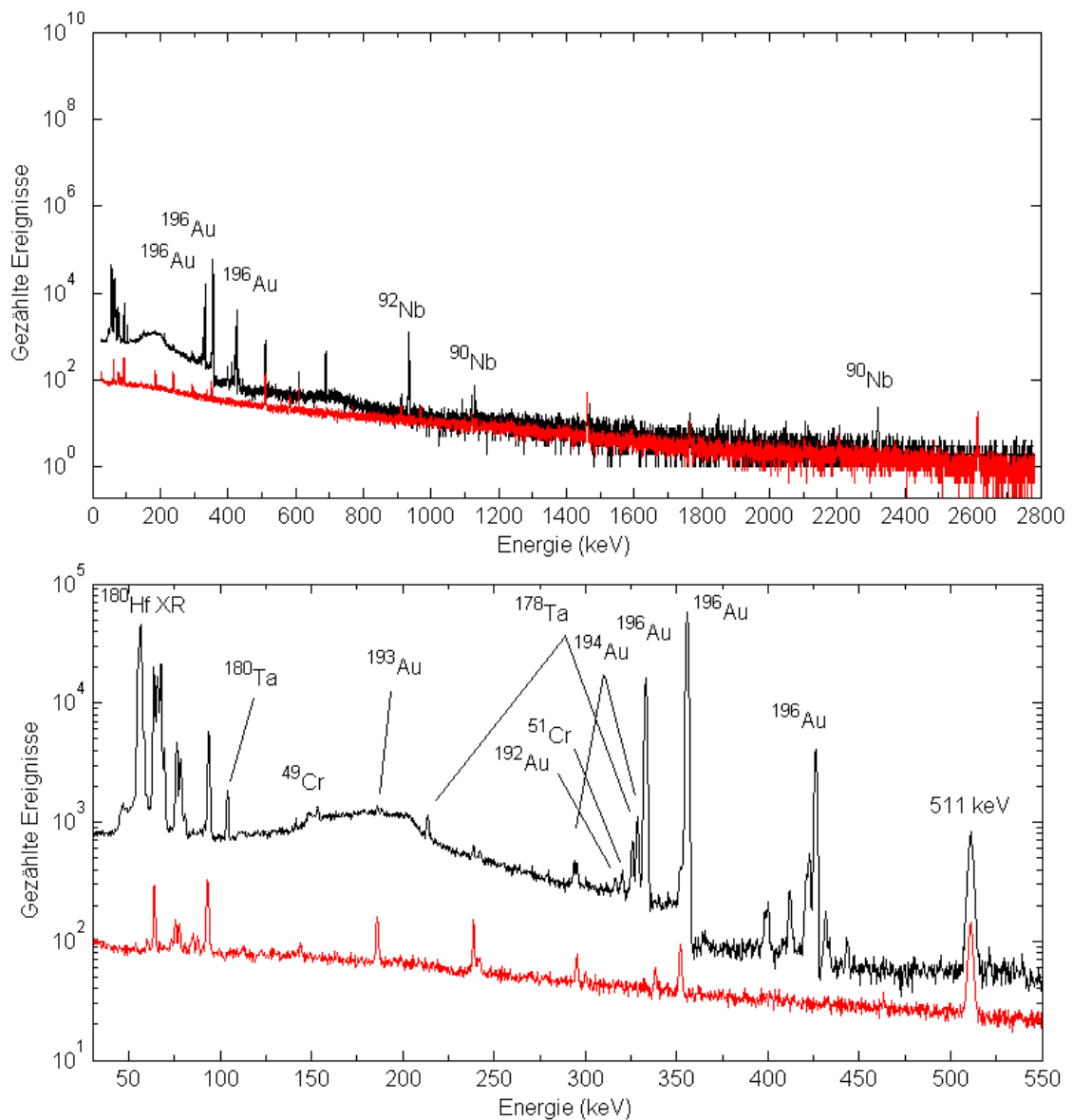


Abbildung 5.2: Gammaspektrum einer nuklear aktivierten 2 mm dicken AuTaCrNb-Probe. Das Spektrum wurde mit dem GSI Detektor 2 aufgenommen. Dabei wurde eine 2 mm dicke Bleiprobe unter 0° zur Probennormalen mit dem PHELIX bestrahlt, wobei die Pulsenergie 94 J betrug. Unmittelbar hinter der Konverterprobe befand sich die Aktivierungsprobe. Das rote Spektrum ist der Detektoruntergrund und das schwarze das Zerfallsspektrum der aktivierten Probenbestandteile. Die Zerfallslinien der interessierenden aktivierten Isotope sind beschriftet. Das untere Spektrum ist eine Vergrößerung in den Gammaenergiebereich zwischen 40 keV und 550 keV.

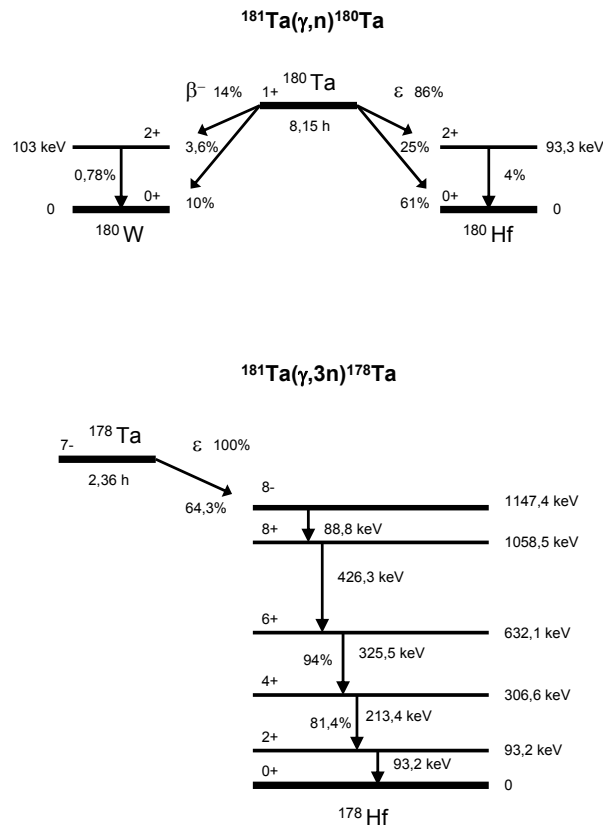


Abbildung 5.3: Zerfallsschemata von ^{180}Ta und ^{178}Ta .

stabile ^{180}Hf und mit 14% über den β^- -Zerfall in das stabile ^{180}W . Die stärksten auftretenden charakteristischen γ -Zerfallslinien liegen bei 93 keV und bei 103 keV. Eindeutig identifizierbar ist allerdings nur die Linie bei 103 keV ($I_\gamma=0,78\%$). Die Linie bei 93 keV ($I_\gamma=4\%$) fällt mit einer Untergrundlinie zusammen, welche vom Zerfall des ^{234}Th herrührt. Bei dem Elektroneneinfangprozess wird ein Elektron aus der Hülle vom Kern aufgenommen. Das bedeutet, dass das ^{180}Hf zunächst im ionisierten Zustand vorliegt. Beim Übergang in den Grundzustand wird Röntgenstrahlung emittiert. Die intensitätsstärksten Röntgenlinien sind die $k_{\alpha 1}$ bei 54 keV mit $I_\gamma=35,2\%$ und die $k_{\alpha 2}$ -Linie bei 55 keV mit einer Emissionswahrscheinlichkeit von $I_\gamma=20,3\%$. Das ^{178m}Ta zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,36 Stunden über den Elektroneneinfangprozess in das stabile ^{178}Hf . Dabei werden die stärksten γ -Linien bei 213 keV ($I_\gamma=81,4\%$) und 325 keV ($I_\gamma=94,1\%$) beobachtet. Des Weiteren werden die beiden stärksten k_α -Linien bei 54 keV und 55 keV emittiert. Für die Bestimmung der Reaktionsausbeuten werden die γ -Linien bei 103 keV, 213 keV und 325 keV der Übergänge des Zerfalls von ^{180}Ta und ^{178m}Ta betrachtet. Die Röntgenlinien wurden nicht für die weitere Analyse verwendet, da diese mit Röntgenlinien aus dem Zerfall der aktivierten Gold, Niob und Chrom Isotope überlagern. Mittels der Gammaspektroskopie wurden die Übergänge des Zerfalls von ^{196}Au , ^{194}Au , ^{193}Au sowie ^{192}Au identifiziert. Die entsprechenden Zerfallsschemata sind in Abbildung 5.4 dargestellt (Datenangaben gemäß [108]).

Das ^{195}Au , welches über die $(\gamma, 2n)$ -Reaktion des ^{197}Au produziert wird kann aus dem gleichen Grund wie bei ^{179}Ta nicht nachgewiesen werden. Die Halbwertszeit des ^{195}Au beträgt 186,1 d. Das ^{196}Au wird über eine (γ, n) -Reaktion ab einer energetischen Schwelle von 8 MeV erzeugt. Es zerfällt dabei mit einer Halbwertszeit von 6,2 d mit einer Wahrscheinlichkeit von 92,8% über den Elektroneneinfangprozess in den stabilen Zustand von ^{196}Pt und mit einer Wahrscheinlichkeit von 7,2% über den β^- -Zerfall in das stabile ^{196}Hg . Die stärksten charakteristischen Zerfallslinien liegen bei 333 keV und 355 keV. Des Weiteren gibt es eine starke γ -Linie bei 426 keV. Diese fällt aller-

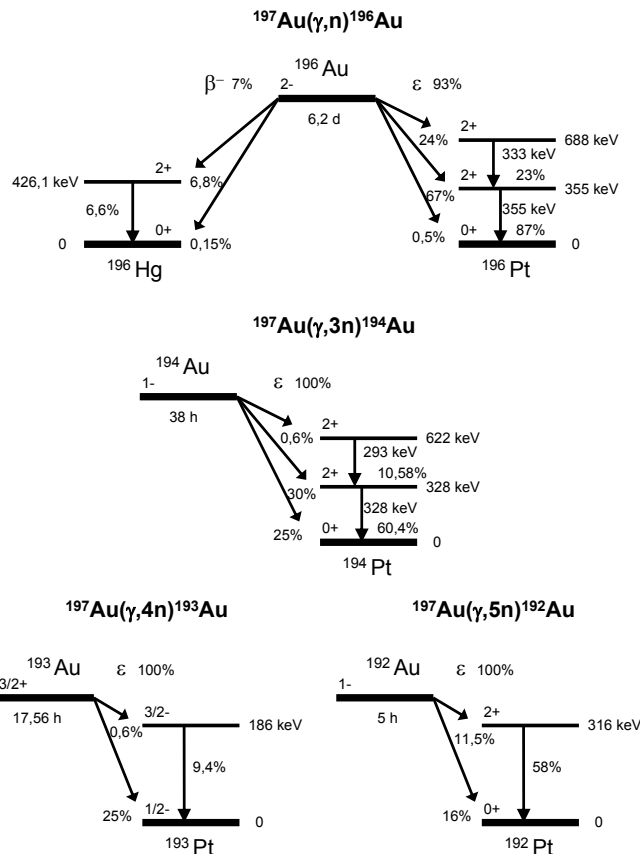


Abbildung 5.4: Zerfallsschemata von ^{196}Au , ^{194}Au , ^{193}Au und ^{192}Au .

dings mit der γ -Linie zusammen, welche beim Zerfall des ^{178m}Ta mit einer Wahrscheinlichkeit von $I_\gamma = 97\%$ emittiert wird. Folglich werden zur Bestimmung der Reaktionsausbeute die Linien bei 333 keV und 355 keV herangezogen. Das ^{194}Au , welches ab einer Photo-Neutron-Desintegrationsschwelle von 23 MeV über eine $(\gamma, 3n)$ -Reaktion produziert wird, zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% und einer Halbwertszeit von 38 Stunden über den Elektroneneinfang in den stabilen Zustand von ^{194}Pt . Die stärksten γ -Linien, die identifiziert werden, sind bei 293 keV und 328 keV, welche zur Reaktionsausbeutebestimmung herangezogen werden. Des Weiteren wird ab einer Photonenenergie von 30 MeV durch eine $(\gamma, 4n)$ -Reaktion ^{193}Au gebildet. Das ^{193}Au zerfällt mit einer Halbwertszeit von 17,65 Stunden über den Elektroneneinfang in das instabile ^{193}Pt , welches schließlich über den Elektroneneinfang ohne γ -Emission, d.h. durch innere Konversion, mit einer Halbwertszeit von ~ 50 Jahren in das stabile ^{193}Ir zerfällt. Die stärkste Linie des Übergangs des Zerfalls von ^{193}Au , die identifiziert werden konnte, liegt bei 186 keV mit einer Emissionswahrscheinlichkeit von 9,4%. Die Zählrate in dieser Linie ist sehr dicht über dem Untergrund. Im Weiteren liegt diese γ -Linie unmittelbar neben der Untergrundlinie des Ge-Detektors bei 185 keV. Das bedeutet, dass eine quantitative Auswertung bezüglich der Ermittlung der Reaktionsausbeute aufgrund eines sehr großen statistischen Fehlers in dem vorliegenden Fall nicht eindeutig möglich ist. Im Falle des über die $(\gamma, 5n)$ -Reaktion erzeugten ^{192}Au wurde die stärkste Zerfallslinie bei 317 keV identifiziert. Das ^{192}Au zerfällt dabei mit einer Halbwertszeit von 5 Stunden mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% über den Elektroneneinfangprozess in das stabile ^{192}Pt .

Des Weiteren wurden sowohl der aus der (γ, n) -Reaktion von ^{93}Nb erzeugte metastabile Zustand ^{92m}Nb als auch das durch die $(\gamma, 3n)$ -Reaktion von ^{93}Nb produzierte ^{90}Nb aus den Übergängen des Zerfalls identifiziert. Die identifizierten Übergänge der Zerfälle sind durch die Zerfallsschemata in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Datenangaben sind gemäß [108]. Im ersten Fall beträgt die energetische Produktionsschwelle 9 MeV und im zweiten Fall 29 MeV.

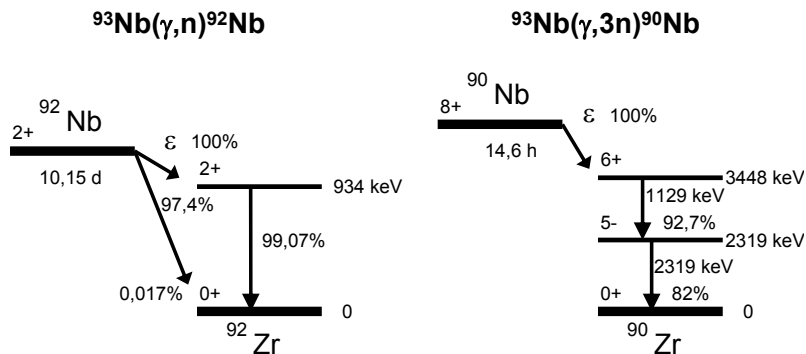


Abbildung 5.5: Zerfallsschemata von ^{92}Nb und ^{90}Nb .

Dabei zerfällt der metastabile Zustand von ^{92}Nb mit einer Halbwertszeit von 10,15 d über den Elektroneneinfang in das stabile ^{92}Zr . Die γ -Linie, welche zur Reaktionsausbeutebestimmung verwendet wird, ist bei einer Energie von 934 keV, wobei die Emissionswahrscheinlichkeit dieser Linie $I_\gamma=99,07\%$ beträgt. Das ^{90}Nb wurde anhand der stärksten Zerfallslinie bei 1129 keV ($I_\gamma=92,7\%$) und 2319 keV ($I_\gamma=82,0\%$) identifiziert. Dieses instabile Isotop zerfällt dabei ebenfalls über den Elektroneneinfangprozess mit einer Halbwertszeit von 14,6 Stunden in das stabile ^{90}Zr . Das Produkt aus der $(\gamma, 2n)$ -Reaktionen des ^{93}Nb , nämlich das ^{91}Nb , wird nicht identifiziert. Auch in diesem Fall ist die Halbwertszeit zu lang, sie beträgt für das ^{91}Nb etwa 680 Jahre.

Schließlich wurden die (γ, n) -Reaktionen bezüglich des ^{52}Cr und ^{50}Cr nachgewiesen. Dabei werden die instabilen Isotope ^{51}Cr ab einer Schwelle von 12 MeV und ^{49}Cr ab einer Schwelle von 13 MeV erzeugt. Die entsprechenden Zerfallsschemata sind in Abbildung 5.6 dargestellt (die Angaben sind aus [108]). Das ^{51}Cr zerfällt mit einer Halbwertszeit von 27,7 d über den Elektroneneinfang in das stabile ^{51}V . Die Zerfallslinie liegt bei 320 keV, wobei die Emissionswahrscheinlichkeit 100% beträgt. Bei dem β^+ -Zerfall des ^{49}Cr in das instabile ^{49}V mit einer Halbwertszeit von 42,3 Minuten wird die stärkste Linie bei 152 keV identifiziert. Das ^{49}V zerfällt schließlich mit einer Halbwertszeit von 330 d über den Elektroneneinfangprozess ohne γ -Emission in das stabile ^{49}Ti .

Des Weiteren sei darauf hingewiesen, dass bei der Auswertung der Gammaspektren hinsichtlich der Bestimmung der Reaktionsausbeuten mögliche Summenlinien berücksichtigt werden müssen. Summenlinien entstehen, wenn der zeitliche Abstand zwischen zwei nacheinander ablaufenden Ereignissen klein gegenüber der zeitlichen Auflösung ist, mit der aufeinanderfolgende Ereignisse vom Detektorsystem registriert werden können. Solche Summierungseffekte sind in γ -Zerfallsspektren von Radionukliden zu beobachten, welche über den Elektroneneinfangprozess oder über Kaskaden zerfallen. Im Fall des Elektroneneinfangprozesses entsteht eine Lücke in einer kernnahen Schale, was dazu führt, dass beim Besetzen dieser Schale Röntgenstrahlung emittiert wird. Der zeitliche Abstand zwischen der Emission eines Röntgenphotons und eines γ -Photons ist dabei sehr klein gegenüber der Datenaufnahme des Detektorsystems. Die Folge ist die Registrierung eines Ereignisses, welches aus der Summe der beiden einzelnen Ereignissen besteht.

Im Fall des ^{196}Pt , welches beim Zerfall des ^{196}Au entsteht, werden zwei starke γ -Linien bei 333 keV und 355 keV beobachtet. Bei diesem Zerfallsprozess entstehen ebenfalls Röntgenlinien im Bereich zwischen 60 keV und 80 keV. Die Summenlinien, welche aus den γ -Linien und Röntgenlinien entstehen, werden im Bereich um die 426 keV

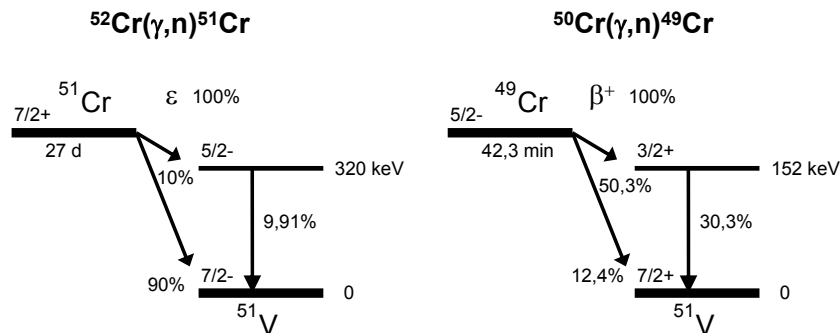


Abbildung 5.6: Zerfallsschemata von ^{51}Cr und ^{49}Cr .

registriert. Bei den anderen aktivierten Isotopen, welche ebenfalls durch den Elektroneneinfang zerfallen, konnten entsprechende Summenlinien nicht beobachtet werden. Das liegt daran, dass die Gesamtzahl der Ereignisse bezüglich der primären Linien klein ist. Das bedeutet, dass mögliche Summenlinien bezüglich des Untergrundes nicht mehr aufgelöst werden können.

Zur Korrektur des Summiereffektes müssen die Ereignisse, welche in den Summenlinien registriert werden, zu den entsprechenden γ -Linien addiert werden. Im Fall des ^{196}Pt werden etwa 1% der Ereignisse bezüglich der Linien bei 333 keV und 355 keV in den Summenlinien registriert. Eine weitere Summenlinie bezüglich des Zerfalls von ^{196}Au ist bei 688 keV zu beobachten. Diese entsteht beim Zerfall des Zustandes bei 688 keV in den Zustand bei 355 keV unter Emission eines γ -Quants mit einer Energie von 333 keV. Dieser Zustand zerfällt mit einer Halbwertszeit von 32 ps in den Grundzustand von ^{196}Pt unter Emission eines γ -Quants mit einer Energie von 355 keV. Der zeitliche Abstand ist dabei geringer, als dass die Datenaufnahme des Detektorsystems diese beiden Ereignisse getrennt wahrnehmen kann. Hier muss ebenfalls zur Korrektur in der Bestimmung der Reaktionsausbeuten der Anteil der Ereignisse der beiden Linien bei 333 keV und 355 keV, welche in der Linie bei 688 keV liegen berücksichtigt werden.

Abschließend ist noch zu erwähnen, dass bei der Analyse der Gammaspektren der vorliegenden laserbestrahlten Aktivierungsproben keine γ -Linien beobachtet werden konnten, welche von dem Zerfall produzierter Radionuklide herrühren, die aus den photonuklearen Reaktionen wie den (γ, xp) - oder (γ, pn) -Reaktionen stammen.

5.2.2 Photo-Neutron-Desintegrationsreaktionsausbeuten zu verschiedenen Laserenergien

In diesem Abschnitt werden die erzielten photoneninduzierten Neutronendesintegrationsausbeuten zu unterschiedlichen Laserenergien bei gleicher Fokussierung und Pulsdauer bezüglich der Bestrahlungen mit PHELIX gegenübergestellt. Zusätzlich werden die Reaktionsausbeuten aus der Bestrahlung mit dem LULI 100 TW Laser bei einer Energie von 15 J in die Gegenüberstellung mit einbezogen. Die experimentelle Anordnung war im Fall der PHELIX Bestrahlung wie folgt: Der Laser wurde unter einem Einfallswinkel von 0° auf eine 2 mm dicke Konverterprobe aus Blei fokussiert. Unmittelbar hinter dem Konverter wurde eine 2 mm dicke Aktivierungsprobe mit der Probennormalen Richtung der Laserpropagation positioniert. Bei der Bestrahlung mit dem LULI 100 TW Laser wurde eine

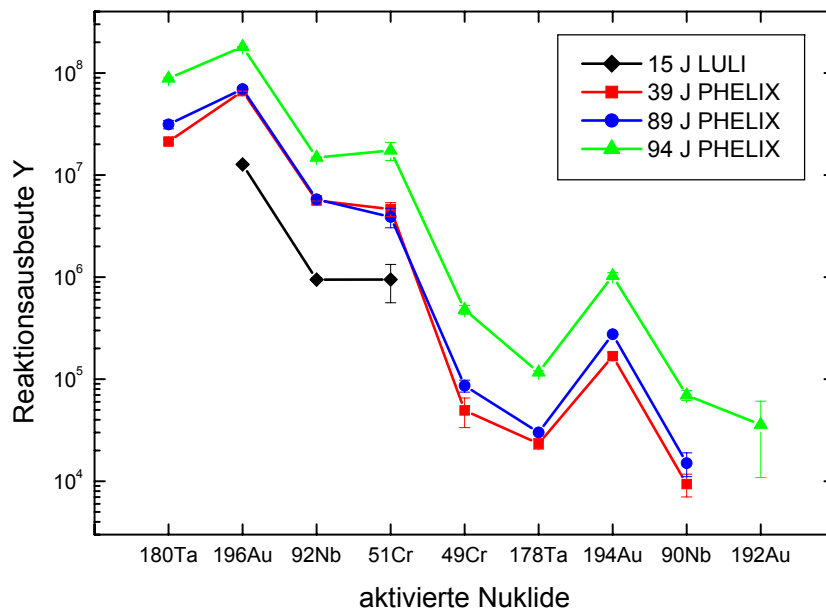


Abbildung 5.7: Reaktionausbeuten zu verschiedenen Laserenergien.

5 mm dicke Probe mit einem vorpositionierten Konverter aus 2 mm dickem Blei verwendet. Die Bleiprobe wurde aus den in Abschnitt 5.1 genannten Gründen eingesetzt, was auf die prinzipiellen Untersuchungen der Aktivierungseigenschaften der Probe kein Einfluss hat. In einer späteren Anordnung werden die Aktivierungsproben zur Charakterisierung der lasererzeugten Elektronen ohne Bleiprobe eingesetzt. Die Ausbeuten werden mittels des Zusammenhangs in den Gleichungen (4.10) und (4.11) aus den Gammaspektren der aktivierten AuTaNbCr-Proben bestimmt. Die in den Spektren beobachteten (γ, xn)-Reaktionen sind in Tabelle 4.4 aufgeführt.

Das Bremsstrahlungsspektrum, das im nächsten Abschnitt behandelt wird, wird somit in einem Energiebereich zwischen 7 MeV und 50 MeV experimentell zugänglich. Die Energieintervalle, in welchen die Photonen ermittelt werden, entsprechen jeweils den Abständen zwischen den Neutronenseparationsschwellen.

Die Reaktionausbeuten sind logarithmisch in Abhängigkeit von den über die (γ, xn)-Reaktionen aktivierten Nuklide in Abbildung 5.7 zu verschiedenen Laserpulsenergien gegenübergestellt. Die dargestellten Fehlerbalken ergeben sich im Wesentlichen aus der Genauigkeit der energieabhängigen Detektoreffizienz und der statistischen Abweichung der mittleren Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Photopeaks in den Gammaspektren. Die Neutronenseparationsschwellen sind aus Tabelle 4.4 für die jeweilige photonukleare Reaktion abzulesen. In Abbildung 5.7 entspricht die aufsteigende Reihenfolge der aktivierten Nuklide, der aufsteigenden Photonenenergie ab der jeweiligen Separationsschwelle. In der Auftragung ist zu beobachten, dass die Reaktionausbeuten für alle Laserenergien mit steigender Photonenenergie abfallen. Das ist auch zu erwarten, da zum einen die Maxima der Wirkungsquerschnitte der (γ, xn)-Reaktionen mit steigender Anregungsenergie abfallen (Abb. 4.4) und zum anderen ein exponentielles Anregungsspektrum erwartet wird, was im nächsten Abschnitt behandelt wird. Des Weiteren ist zu sehen, dass die Reaktionausbeuten mit steigender Laserenergie zunehmen, was ebenfalls zu erwarten ist. Allerdings fällt auf, dass der absolute Abstand zwischen den Ausbeuten bei den Laserenergien von 89 J und 94 J größer ist, als bei den Energien von 39 J und 89 J. Zu erwarten ist, dass bei sonst gleichen Laserparametern der

Abstand zwischen den Reaktionsausbeuten bei 89 J und 94 J kleiner ist als bei 89 J und 39 J. Eine Erklärung des Sachverhaltes ist in den möglichen Schwankungen der Vorplasmaeigenschaften, bedingt durch die variierenden Vorpulsbedingungen, zu suchen. Der Einfluss der Vorplasmaeigenschaften wird im Kapitel 6 diskutiert.

Im nächsten Abschnitt wird eine Methode zur Entfaltung der energetischen Verteilung der durch Bremsstrahlungsprozesse erzeugten Photonen aus den Reaktionsausbeuten beschrieben.

5.3 Hochenergetische Bremsstrahlung und Elektronen

Die durch die lasererzeugten relativistischen Elektronen produzierte hochenergetische Bremsstrahlungsverteilung wird über eine modifizierte Penfold-Leiss-Methode bei bekanntem photonuklearem Wechselwirkungsquerschnitt aus den Reaktionsausbeuten entfaltet. Die Methode wird im Folgenden beschrieben.

Zuerst ist zu berücksichtigen, dass die Atome in den Aktivierungsproben, welche einen Durchmesser von 10 mm haben, nicht gleichmässig bestrahlt werden, da die Intensität der erzeugten Bremsstrahlung, wie in Kapitel 3 beschrieben, eine winkelabhängige Verteilung aufweist. Daher ist es notwendig, die winkelabhängige Bremsstrahlungsverteilung zu kennen, um die Anzahl der bestrahlten Isotope in der Probe zu bestimmen. Diese Anzahl der bestrahlten Isotope geht in Gleichung (4.1) ein und wird somit benötigt, um die spektrale Bremsstrahlungsverteilung aus der Reaktionsausbeute zu entfalten.

5.3.1 Bestimmung der Anzahl der bestrahlten Probennuklide

Es ist anzunehmen, dass die Aktivitätsverteilung in der Probe nach der Bestrahlung in Zusammenhang mit der Winkelverteilung der für die Aktivierung der Probe verantwortlichen Bremsstrahlungsintensität steht. Nach der Laserbestrahlung der Probe wurde diese mittels strahlungssensitiver Bildspeicherplatten (*Imaging Plate IP*) autoradiographiert.

Die IP besitzt eine für die Gamma- und Röntgenstrahlung sensitive Schicht. Die Stärke der photostimulierten Lumineszenz (PSL) ist ein Maß für die Intensität der verursachenden Gamma- bzw. Röntgenstrahlung.

Das Autoradiographiebild gibt die Verteilung der Aktivität wieder (siehe Abbildung 5.9). Damit wird der Verlauf der Bestrahlungsfunktion, d. h. die Winkelabhängigkeit der Bremsstrahlung am Ort der Probe, ermittelt.

Die Bestrahlungsfunktion $f(r)$ wird in Abhängigkeit vom Radius r der Probe, als die radiale Verteilung der Aktivität, bestimmt. Die Funktion $f(r)$ nimmt einen gaußförmigen Verlauf mit der Halbwertsbreite σ an.

Die Annahme einer gaußförmigen Modellfunktion zur Beschreibung der Winkelverteilung der Bremsstrahlung ergibt sich aus folgender Überlegung. Die relativistischen Elektronen werden im Probenmaterial abgebremst, was zur Erzeugung hochenergetischer Bremsstrahlung führt. Diese ist aufgrund des relativistischen Effekts mit ihrer maximalen Intensität in Elektronenpropagationsrichtung verteilt. Zusätzlich kommt der Prozess der multiplen Streuung der Elektronen und Photonen in einer dicken Probe hinzu. Das führt zu einer statistischen Verteilung der Bremsstrahlungsintensität um ihr Maximum in Propagationsrichtung der primären Elektronen [80].

Die Gesamtanzahl der Probennuklide N_0 läßt sich in Abhängigkeit von dem Radius r der Probe als Heaviside-Funktion auffassen:

$$N_0(r) = \begin{cases} n_0, & \text{falls } r_1 \leq r \leq r_2 \\ 0, & \text{sonst,} \end{cases} \quad (5.1)$$

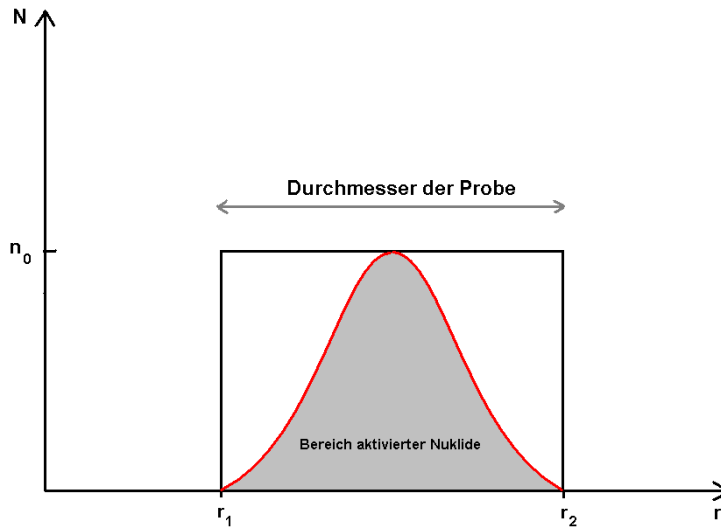


Abbildung 5.8: Illustration der Bestrahlungsfunktion und der damit verbundenen bestrahlten Probennuklide.

wobei n_0 die Gesamtzahl der Nuklide in der Probe ist. Die Zahl n_T der bestrahlten Probennuklide ist dann die Faltung der Gesamtzahl der Nuklide in der Probe N_0 mit der Bestrahlungsfunktion (Gaußfunktion) $f(r)$, was in Abbildung 5.8 illustriert wird:

$$n_T = \int_{r_1}^{r_2} f(r) N_0(r) dr. \quad (5.2)$$

Werden die untere und obere Grenze normiert, folgt

$$n_T = \frac{n_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_0^1 e^{-\frac{(r-1/2)^2}{2\sigma^2}} dr = n_0 \cdot \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{4\sigma} \right).$$

Dabei steht die Fehlerfunktion $\operatorname{erf}(x)$ mit der Standardnormalverteilung $\Phi(x)$ in folgendem Zusammenhang:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-r^2} dr = 2\Phi_0 \left(\sqrt{2}x \right). \quad (5.3)$$

Damit folgt für die Anzahl der bestrahlten Probennuklide

$$n_T = 2n_0 \left(\Phi \left(\frac{1}{2\sigma} \right) - \frac{1}{2} \right), \quad (5.4)$$

wobei $\Phi \left(\frac{1}{2\sigma} \right)$ aus Tabellen abgelesen werden kann [109].

Des Weiteren ist zu berücksichtigen, dass die Probe sich homogen aus verschiedenen Isotopen mit einem bestimmten relativen Massenanteil und einer relativen Isotopenhäufigkeit zusammensetzt. Für die Zahl der bestrahlten Nuklide der i -ten Sorte gilt

$$n_{T,i} = 2 \cdot \frac{I_{\%,i} \cdot g_{\%,i} \cdot m_{\text{Probe}}}{M_{\text{mol},i}} \cdot N_A \left(\Phi \left(\frac{1}{2\sigma} \right) - \frac{1}{2} \right), \quad (5.5)$$

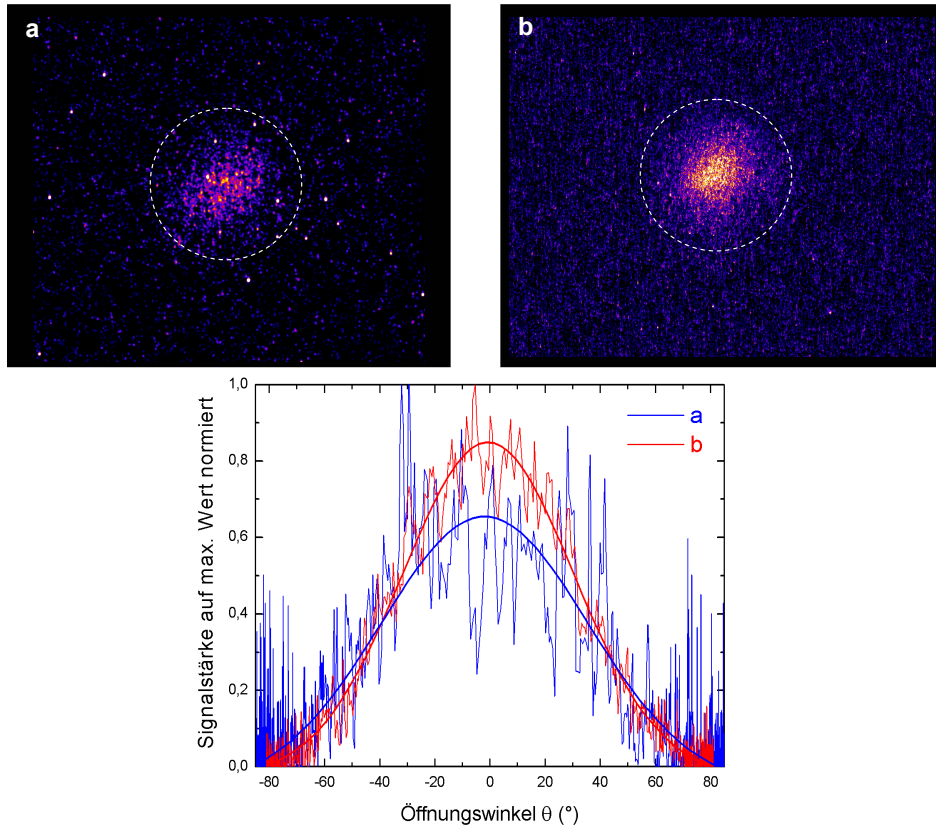


Abbildung 5.9: *Oben*: Autoradiographieaufnahmen der aktivierten Proben nach der Laserbestrahlung mit einer Energie von 39 J (a) und einer Energie von 87 J (b). Die gestrichelten Kreise markieren jeweils die Außenkante des Probenquerschnittes mit einem Durchmesser von 10 mm. Die Färbungen stellen die Größe der PSL-Werte dar, welche qualitativ in Relation zu den Stärken der Aktivitäten in den Proben stehen. Dabei bedeuten die gelben bis roten Bereiche hohe Aktivität und die blauen Bereiche niedrige Aktivität. *Unten*: Auf den maximalen Wert normierte PSL-Werte im Bereich der Proben bezüglich des Öffnungswinkels θ . Die durchgezogenen Kurven sind jeweils die an die Daten angepassten Gauß-Modellfunktionen.

dabei ist $I_{\%,i}$ die relative Isotopenhäufigkeit, $g_{\%,i}$ der relative Massenanteil, $M_{mol,i}$ die molare Masse des i -ten Isotops und N_A die Avogadro-Konstante. Bezogen auf den geometrischen Querschnitt der Probe folgt für die Anzahl der bestrahlten Probennuklide pro Fläche

$$N_{T,i} = 2 \cdot \frac{I_{\%,i} \cdot g_{\%,i} \cdot m_{Probe} \cdot d_T}{M_{mol,i} \cdot V_T} \cdot N_A \left(\Phi \left(\frac{1}{2\sigma} \right) - \frac{1}{2} \right), \quad (5.6)$$

wobei d_T die Dicke der Probe ist und V_T ihr Gesamtvolumen.

Abbildung 5.9 zeigt exemplarisch die relative Aktivitätsverteilung von zwei Aktivierungsproben. Dabei wurde eine mit einer Laserenergie von 39 J (auf der Probe) bestrahlt und die andere Probe mit einer Energie von 87 J. Die Aktivierungsproben befanden sich unmittelbar hinter einer 2 mm dicken Blei-Konverterprobe. Die Probe, welche aus der Laserbestrahlung mit der kleineren Energie hervorgeht, weist eine ausgedehntere Aktivitätsverteilung auf, als die Probe, welche aus der Bestrahlung mit der größeren Laserenergie herrührt. Aus der Berechnung der bestrahlten Nuklidzahlen mittels Gleichung (5.5) geht Folgendes hervor. In der Probe, welche mit der kleineren Energie bestrahlt wurde, werden 61% der Gesamtzahl der Probennuklide bestrahlt. Bei der größeren Laserenergie wurden 57% der Gesamtnuklidzahl in der Probe bestrahlt. Es ist somit notwendig, nicht von einer homogenen Bestrahlung und damit homogenen Aktivierung der Probennuklide hinsichtlich der Entfaltung des Bremsstrahlungsspektrums aus Gleichung (4.1) auszugehen. Abschließend bedeutet eine höhere Laserbestrahlungsstärke demnach eine nahezu gerichtete hochenergetische Bremsstrahlung.

5.3.2 Modifizierte Penfold-Leiss-Methode zur Entfaltung des Bremsstrahlungsspektrums

Die Ausbeute einer bestimmten photonuklearen Reaktion ist die Faltung des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes mit dem Photonspektrum über den gesamten Energiebereich ab der für die Reaktion charakteristischen Photonenenergieschwelle. Der Sachverhalt ist durch das Integral in Gleichung (4.1) wiedergegeben. Im Allgemeinen ist weder das Photonspektrum noch der Reaktionswirkungsquerschnitt aus diesem Integral separierbar.

In der Arbeit von A. S. Penfold und J. E. Leiss [110] wird eine Methode beschrieben, mit der die Wirkungsquerschnitte von photonuklearen Reaktionen aus den Reaktionsausbeuten bestimmt werden können. Im Wesentlichen wird dabei das Integral in Gleichung (4.1) in Energiebereiche mit konstantem Wirkungsquerschnitt und konstanter Photonenintensität zerlegt. Dabei sind die absoluten Reaktionsausbeuten und Photonenintensitäten pro Energiebereich bekannt, wobei die Reaktionsausbeuten mit Gewichtungsfaktoren in Bezug auf die unbekannten, aber ebenfalls konstanten Wirkungsquerschnitte je Energiebereich multipliziert werden. Daraus ergibt sich ein lineares Gleichungssystem für die Gewichtungsfaktoren, deren Werte denen des Wirkungsquerschnittes pro Energiebereich entsprechen. Die Methode wird dahingehend modifiziert, dass bei bekannten Wirkungsquerschnitten und Reaktionsausbeuten je Energiebereich die bisher unbekannte Anzahl der Photonen bestimmt wird. Die Vorgehensweise wird im Folgenden beschrieben.

Die Reaktionsausbeute Y aus Gleichung (4.1) wird als ein Satz von Ausbeuten der Reaktion i mit den photonuklearen Reaktionsschwellen $S_{n,i}$ geschrieben. Folglich ist Y_i ein Wert des Satzes aus Y , welcher experimentell zugänglich ist. Diese Werte Y_i entsprechen den Reaktionsausbeuten pro Energieintervall, welches jeweils über die Abstände Δ zwischen den Werten für die Reaktionsschwellen definiert ist, d. h. $S_{n,i} - S_{n,i-1} = \Delta$. Somit wird das Integral (4.1) in Bereiche mit konstanten Werten für die Wirkungsquerschnitte und der Zahl der Bremsstrahlungsfotons pro Energieintervall diskretisiert. Gleichung (4.1) kann dann wie folgt als lineares Gleichungssystem geschrieben werden:

$$Y_i = N_{T,i} \sum_{j=1}^i B_{ij} \sigma(S_{n,i} - S_{n,i-1}) N_\gamma(S_{n,i} - S_{n,i-1}) \Delta_i. \quad (5.7)$$

Die Reaktionsausbeuten Y_i sind für jedes Energieintervall Δ_i aus dem Experiment bekannt und die mittleren Werte des Wirkungsquerschnittes $\sigma(S_{n,i} - S_{n,i-1})$ je Energiebereich sind ebenfalls bekannt [110]. Des Weiteren werden die Photonenzahlen $N_\gamma(S_{n,i} - S_{n,i-1}) = 1$ als konstant angenommen. Die B_{ij} sind die Gewichtungsfaktoren und repräsentieren die Zahl der Photonen. Die Zahl der bestrahlten Nuklide $N_{T,i}$ ist konstant für gleiches Element.

Durch das Lösen des linearen Gleichungssystems für die B_{ij} werden die absoluten Photonenzahlen pro Energieintervall Δ_i erhalten. Dabei sind die B_{ij} äquivalent zu den absoluten Werten der Photonenzahlen.

Unter Verwendung von verschiedenen Probenisotopen mit unterschiedlichen photonuklearen Reaktionsschwellen wird es somit ermöglicht, das hochenergetische Bremsstrahlungsspektrum, welches durch die lasererzeugten hochenergetischen Elektronen induziert wird, durch das Lösen von Gleichung (5.7) zu bestimmen. Ein Vorteil gegenüber anderen Methoden besteht darin, dass die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen pro Energieintervall ohne die Annahme einer Modellfunktion, welche das Bremsstrahlungsspektrum repräsentiert, ermittelt werden kann. Ein Nachteil besteht allerdings darin, dass kleine statistische Schwankungen in der Bestimmung der Reaktionsausbeuten mittels des gammaspektroskopischen Verfahrens zu großen Fehlern in der Lösung für die Photonenzahlen führen können [110].

5.3.3 Vergleich der experimentell gewonnenen Photonenzahlen mit GEANT4 Simulationen

Mittels GEANT4 Simulationen werden an die experimentell gewonnenen Photonenzahlen pro Energieintervall simulierte Photonenzahlen angepasst, um den Gesamtverlauf des Bremsstrahlungsspektrums zu interpolieren. Des Weiteren werden dadurch die Informationen über die bremsstrahlungsinduzierenden Elektronen am Ort der Laser-Materie-Wechselwirkung erhalten, welche im übernächsten Abschnitt diskutiert werden. Die Vorgehensweise ist dabei wie folgt: Zunächst werden in den Simulationen die jeweiligen experimentellen Anordnungen sowohl geometrisch als auch materiell initialisiert. Als primäre Teilchen wurden monoenergetische Elektronen zu unterschiedlichen Energien und gleicher Anzahl in Laserpropagationsrichtung in die Probe injiziert. Die in der Simulation initialisierten Materiewechselwirkungsprozesse entsprechen dabei den real möglichen elektromagnetischen Wechselwirkungen mit Materie. Die in der Simulation implementierten Proben dienen als sensitive Detektoren für die, über die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse der Elektronen mit der Materie erzeugten Photonen pro Energie. Dabei werden auch mögliche elektromagnetische Kaskadenbildungen berücksichtigt. Wie in Kapitel 3 beschrieben wurde, dominiert der Bremsstrahlungsprozess. Das Resultat ist ein Satz von Photonenspektren (siehe Abb. 5.10) mit jeweils unterschiedlichen Endpunktenergien, gemäß der primär einfallenden Elektronen. Die Endpunktenergie beschreibt die obere energetische Grenze im Bremsstrahlungsspektrum, welche mit der Energie der einfallenden monoenergetischen Elektronen übereinstimmt. Es wird der typische Verlauf der kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektren widergegeben, welche durch monoenergetische Elektronen erzeugt werden. Dabei steht die Zahl der primären Elektronen in Zusammenhang mit der Zahl der Photonen bei der Endpunktenergie des Spektrums. Die simulierte Photonenzahl für die gegebene Endpunktenergie ist dabei gleich der Energie der monoenergetischen Elektronen.

Der Vergleich der experimentell ermittelten Photonenzahlen innerhalb eines Energieintervalls mit der mit einem Faktor a gewichteten Zahl der simulierten Photonen bei den jeweiligen Endpunktenergien ergibt den Verlauf des im Experiment erzeugten Photonenspektrums. Die Endpunktenergien $E_{0,i}$ entsprechen dabei jeweils dem maximalen Wert innerhalb eines Energieintervalls. Die Gewichtungsfaktoren a_i repräsentieren dabei die Zahl der Elektronen,

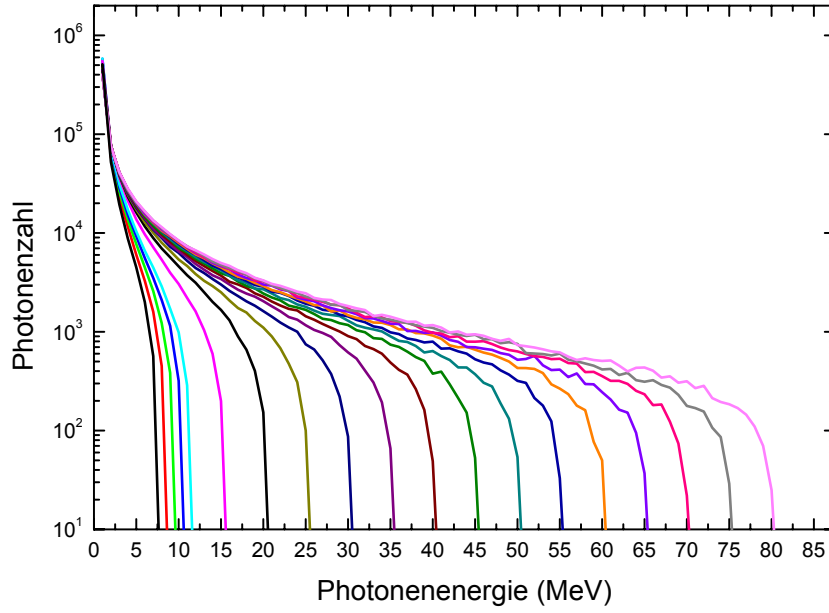


Abbildung 5.10: Simulierte Bremsstrahlungsspektren mit jeweils unterschiedlichen Endpunktenergien. Erzeugt wurden die Spektren durch primär einfallende monoenergetische Elektronen gleicher Anzahl.

welche die Zahl der simulierten Photonen an der Endpunktenergie $N_{\gamma}^{sim}(E_{0,j}, E)$ erzeugen. Es gilt der folgende Zusammenhang zu der Zahl der pro Energieintervall i experimentell bestimmten Photonen $N_{\gamma,i}$:

$$N_{\gamma,i} = \sum_{j=1}^i a_j(E_{0,j}) N_{\gamma}^{sim}(E_{0,j}, E). \quad (5.8)$$

Der Satz der simulierten Photonenspektren repräsentiert zusammen mit der Photonenzahl pro Energieintervall $N_{\gamma,i}$ ein lineares Gleichungssystem der Ausbeute an Elektronen pro Energie. Durch das Lösen des linearen Gleichungssystems für die $a_j(E_{0,j})$ werden die spektralen Informationen über die am Laser-Materie-Wechselwirkungsort erzeugten hochenergetischen Elektronen zugänglich.

Abschließend ist Folgendes zu beachten: Zur Bestimmung der $a_j(E_{0,j})$ aus Gleichung (5.8) ist es notwendig, die obere Grenze des Elektronenspektrums, d. h. die maximale Elektronenenergie, zu kennen. Im Allgemeinen ist eine solche obere Grenze nicht bekannt. Es ist anzunehmen, dass in relativistischen Laser-Materie-Wechselwirkungen hochenergetische Elektronen mit einer quasithermischen Energieverteilung erzeugt werden. Das bedeutet, dass die Elektronen eine mittlere, wahrscheinlichste Energie \bar{E} besitzen. Im Speziellen muss Gleichung (5.8) bezüglich der Gewichtungsfunktionen $a_j(\bar{E})$ ergänzt werden. Diese Gewichtungsfunktionen sind von der mittleren Elektronenenergie \bar{E} abhängig. Gleichung (5.8) erhält folgende Form:

$$N_{\gamma,i} = \sum_{j=1}^i a_j(\bar{E}) N_{\gamma}^{sim}(E_{0,j}, E). \quad (5.9)$$

Durch das Lösen von Gleichung (5.9) für die $a_j(\bar{E})$ wird die absolute Ausbeute sowie der spektrale Verlauf der hochenergetischen Elektronen erhalten.

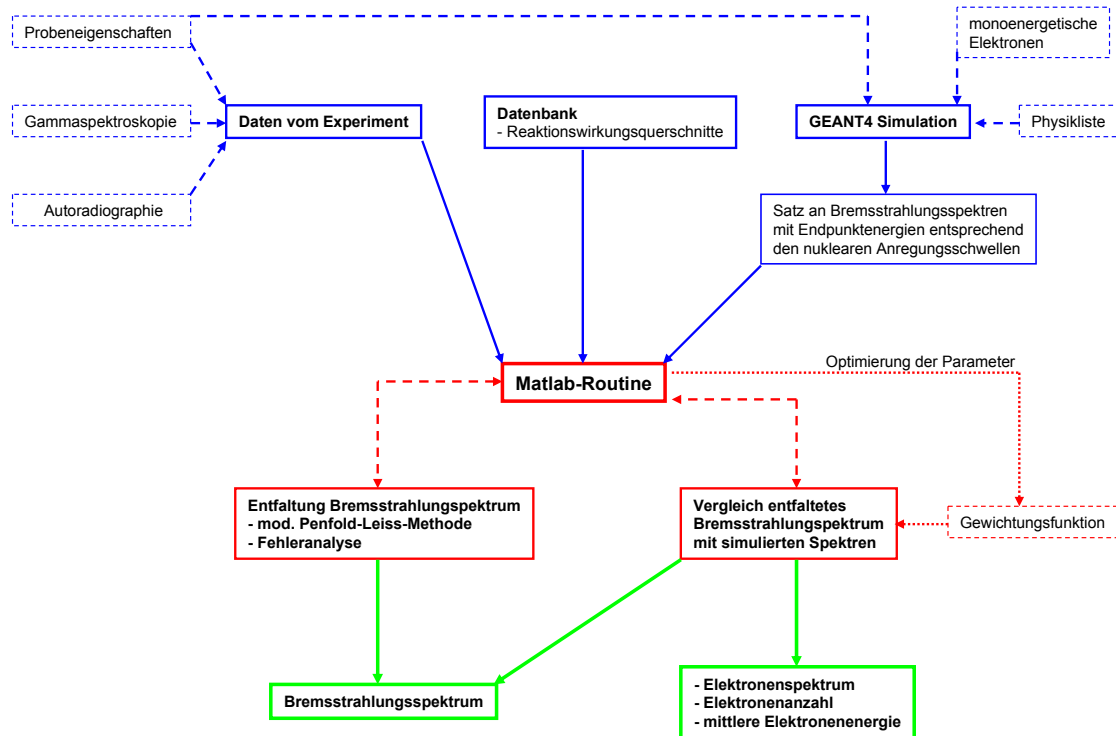


Abbildung 5.11: Blockdiagramm zur Analyseroutine. Es werden drei Ebenen unterschieden: Darin werden die Eingabeebene in blau, die Prozessebene in rot und die Ausgabeebene in grün symbolisiert.

5.3.4 Analyseroutine zur Bestimmung der hochenergetischen Bremsstrahlungs- und Elektronenspektren

Das oben beschriebene Entfaltungsverfahren der hochenergetischen Bremsstrahlungs- sowie die bremsstrahlungsinduzierenden Elektronenspektren sind allgemein unter Berücksichtigung der experimentellen Anordnung der Aktivierungsproben anwendbar. Zur Rekonstruktion der Bremsstrahlungs- sowie der Elektroneneigenschaften aus der Probenaktivierung in relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungen wurde eine spezielle Analyseroutine unter der Verwendung von Matlab [111] entwickelt. Die Analyseroutine verarbeitet dabei die Daten aus der Gammaskopie, den Probenereigenschaften, der experimentellen Probenanordnung und den Probenbestrahlungseigenschaften unter Verwendung des oben genannten Analyseverfahrens. Die Ausgabe der Routine beinhaltet die Eigenschaften der hochenergetischen Bremsstrahlung sowie der im relativistischen Laserplasma erzeugten hochenergetischen Elektronen. In Abbildung 5.11 ist das Schema der Analyseroutine als Blockdiagramm dargestellt.

Im nächsten Unterabschnitt werden die aus den verschiedenen Laserbestrahlungen erhaltenen Bremsstrahlungsspektren sowie die Elektroneneigenschaften behandelt.

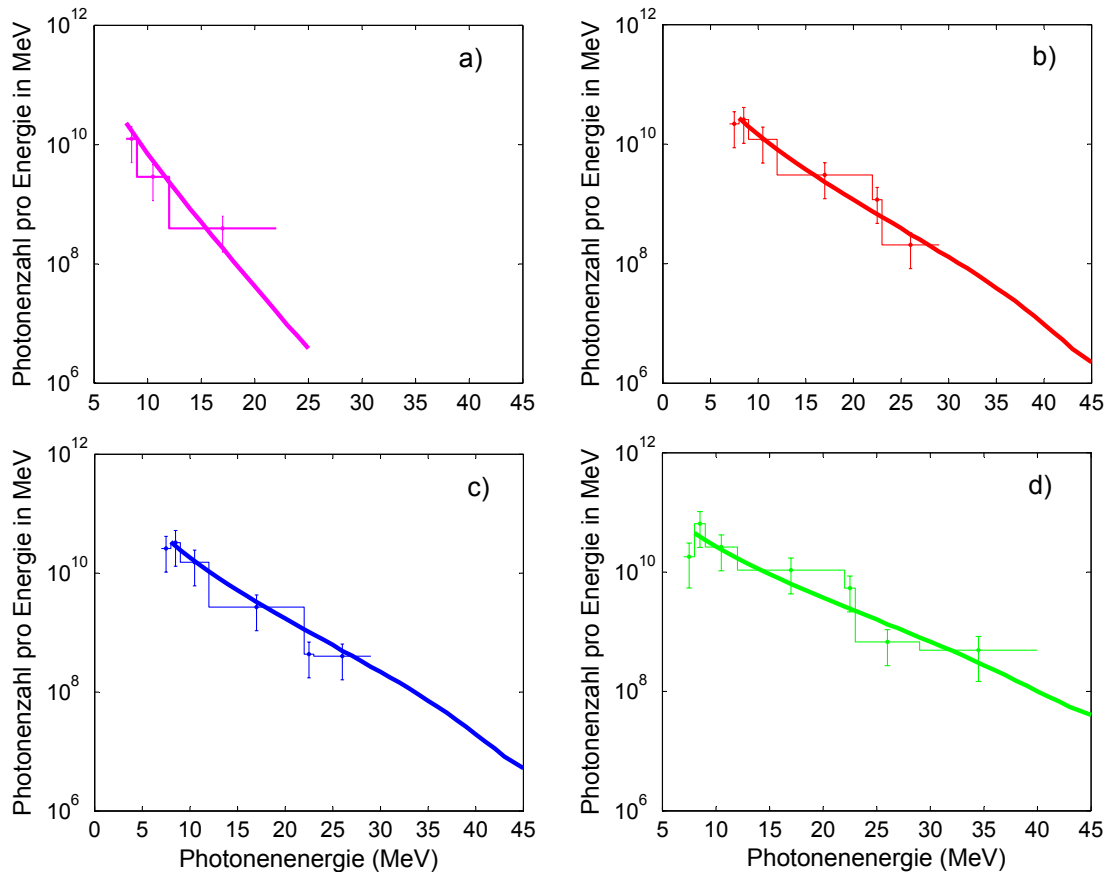


Abbildung 5.12: Mittels der modifizierten Penfold-Leiss-Methode bestimmte Photonenzahlen ab 7 MeV pro Energieintervall (Stufen) zu unterschiedlichen Laserenergien: a) 15 J (LULI), b) 39 J (PHELIX), c) 89 J (PHELIX) und d) 94 J (PHELIX). Durchgezogenen Linien: Mit dem Analyseverfahren bestimmter Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums.

5.3.5 Eigenschaften der Bremsstrahlung und der Elektronen

Mittels des im letzten Unterabschnitt beschriebenen Analyseverfahrens werden die Bremsstrahlungsspektren sowie die Eigenschaften der hochenergetischen Elektronen bestimmt.

Im Folgenden werden die in dieser Arbeit ermittelten Bremsstrahlungsspektren sowie die entsprechenden Eigenschaften der hochenergetischen Elektronen beschrieben.

In Abbildung 5.12 sind die aus der nuklearen Aktivierung ermittelten Bremsstrahlungsphotonen pro Energieintervall zu unterschiedlichen Laserenergien dargestellt. Dabei handelt es sich um die Bestrahlungen der AuTaNbCr-Proben mit dem PHELIX und dem LULI 100 TW Lasersystem. Die erzielten nuklearen Reaktionsausbeuten wurden bereits in Abschnitt 5.2.2 beschrieben.

Die Stufen stellen die aus den Reaktionsausbeuten mittels der modifizierten Penfold-Leiss-Methode entfalteten Anzahlen der Bremsstrahlungsphotonen pro Energieintervall dar. Die vertikalen Balken geben den Bereich der Genauigkeit in der Bestimmung der Photonenzahlen wieder. Die oberen und unteren Grenzen dieses Bereichs werden über das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Fehlern der Größen, welche zur Entfaltung des Bremsstrahlungsspektrums benötigt werden, ermittelt.

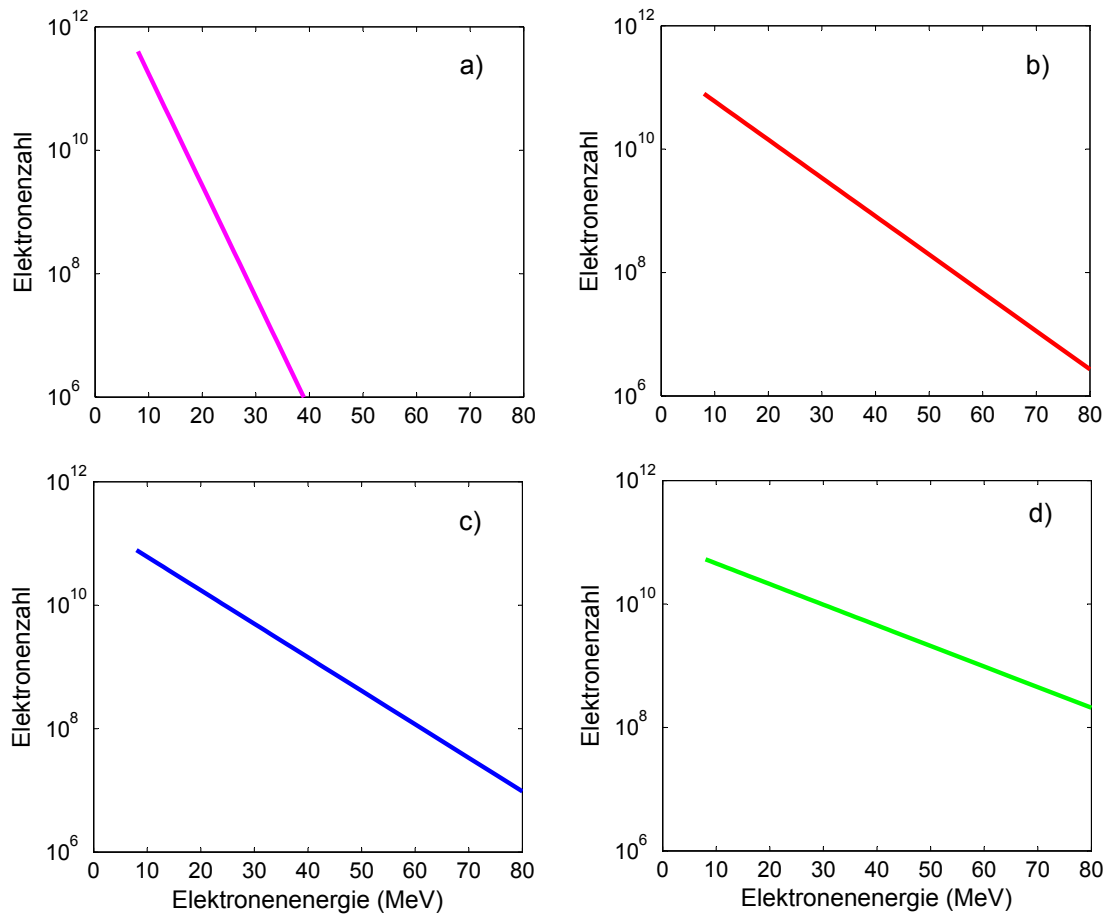


Abbildung 5.13: Zu den Photonenspektren (Abb. 5.12) korrespondierende Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Elektronenenergie zu unterschiedlichen Laserenergien: a) 15 J (LULI), b) 39 J (PHELIX), c) 89 J (PHELIX) und d) 94 J (PHELIX).

Die erhaltenen Photonenzahlen pro Energieintervall werden, wie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben, mit einem Satz von simulierten Photonenspektren mit unterschiedlichen Endpunktenergien verglichen. Die Lösung des linearen Gleichungssystems bezüglich der Gewichtungsfunktionen ergibt den Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums, dargestellt durch die durchgezogenen Linien in Abbildung 5.12.

Das Analyseverfahren lässt es zu, die experimentell erhaltenen Daten über die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen pro Energieintervall und unter Verwendung der GEANT4 Simulationen mit Modellen bezüglich der spektralen Verteilung der Elektronen zu vergleichen. Die jeweilige Modellannahme geht in Form der in Gleichung (5.9) enthaltenen Gewichtungsfunktion $a_j(\bar{E})$ ein. Über einen Optimierungsprozess wird im Rahmen der Genauigkeit in der Bestimmung der Photonenzahl pro Energieintervall aus den photoneninduzierten nuklearen Reaktionen eine exponentielle Verteilungsfunktion der hochenergetischen Elektronen mit der mittleren wahrscheinlichsten Energie \bar{E} im Bereich oberhalb von 7 MeV ermittelt. Dabei stellte sich heraus, dass eine Boltzmann-Verteilungsfunktion für die Elektronen die Anzahl, durch diese erzeugten Bremsphotonen pro Energieintervall am besten beschreibt. Die Gewichtungsfunktion nimmt die folgende Form an

$$a_j(\bar{E}) = a_0 \exp\left(-\frac{E_{0,j}}{\bar{E}}\right). \quad (5.10)$$

Eine theoretische Begründung ist in Kapitel 2 beschrieben worden.

Abbildung 5.14 zeigt simulierte Bremsstrahlungsspektren, welche aus unterschiedlichen simulierten Elektronenverteilungen resultieren. Diese simulierten Spektren werden mit dem Bremsstrahlungsspektrum, welches in Abbildung 5.12 d) dargestellt ist verglichen. Die Spektren wurden unter Verwendung von GEANT4 simuliert. Die absolute Anzahl der ursprünglichen Elektronen in der Simulation entspricht der Elektronenzahl, welche aus den experimentellen Daten über die Analyseroutine ermittelt wurde. Dabei wurde diese Anzahl jeweils monoenergetisch, gaußförmig verteilt, exponentiell abfallend sowie linear abfallend in der Simulation verwendet.

Aus den exemplarisch bei 12 MeV, 20 MeV, 40 MeV und 80 MeV gewählten monoenergetischen Elektronenenergien resultieren die als schwarze gepunktete Linien dargestellten Bremsstrahlungsspektren mit den verschiedenen Endpunktenergien (Abb. 5.14 a)).

Bezüglich der gaußverteilten Elektronen wurde das Maximum gemäß der aus dem Experiment ermittelten mittleren Elektronenenergie auf 13 MeV gelegt. Die Halbwertsbreite der Gaußverteilung wurde so gewählt, dass die aufsteigende bzw. abfallende Flanke der ermittelten exponentiellen Verteilung entspricht. Das korrespondierende Bremsstrahlungsspektrum ist in Abbildung 5.14 b) als schwarze strich-punktierte Linie dargestellt.

Die exponentielle Verteilung startet bei 7 MeV und die Steigung beträgt 13 MeV. Als obere Abbruchgrenze wurde in der Simulation 80 MeV gewählt, da bei der anfänglichen Elektronenzahl bei der exponentiellen Verteilung die Zahl der Elektronen oberhalb dieser Energie so gering ist, dass die Statistik bezüglich der Simulation der Anzahl der Bremsstrahlungsphotonen nur unzureichend ist. Das resultierende Bremsstrahlungsspektrum ist als schwarze durchgehende Linie in Abbildung 5.14 c) dargestellt.

Die lineare Verteilung startet ebenfalls bei 7 MeV und fällt entsprechend mit einem negativen Gradienten auf 80 MeV ab. Hierbei wird das simulierte Bremsstrahlungsspektrum als schwarze gestrichelte Linie dargestellt (Abb. 5.14 d)).

Der Vergleich der aus den unterschiedlichen Elektronenverteilungen erzeugten Bremsstrahlungsspektren zeigt, dass diese unterschiedliche Verläufe ausweisen, obwohl die ursprünglichen Elektronenverteilungen die gleiche Anzahl an Teilchen bzw. mittlere Elektronenenergie und die untere Energieschwelle bei 7 MeV besitzen, wie jene, die experimentell unter Verwendung der Analyseroutine ermittelt wurden. Es ist abschließend zu sagen, dass die exponentiell abfallende ursprüngliche Elektronenverteilung ein entsprechendes Bremsstrahlungsspektrum zur Folge

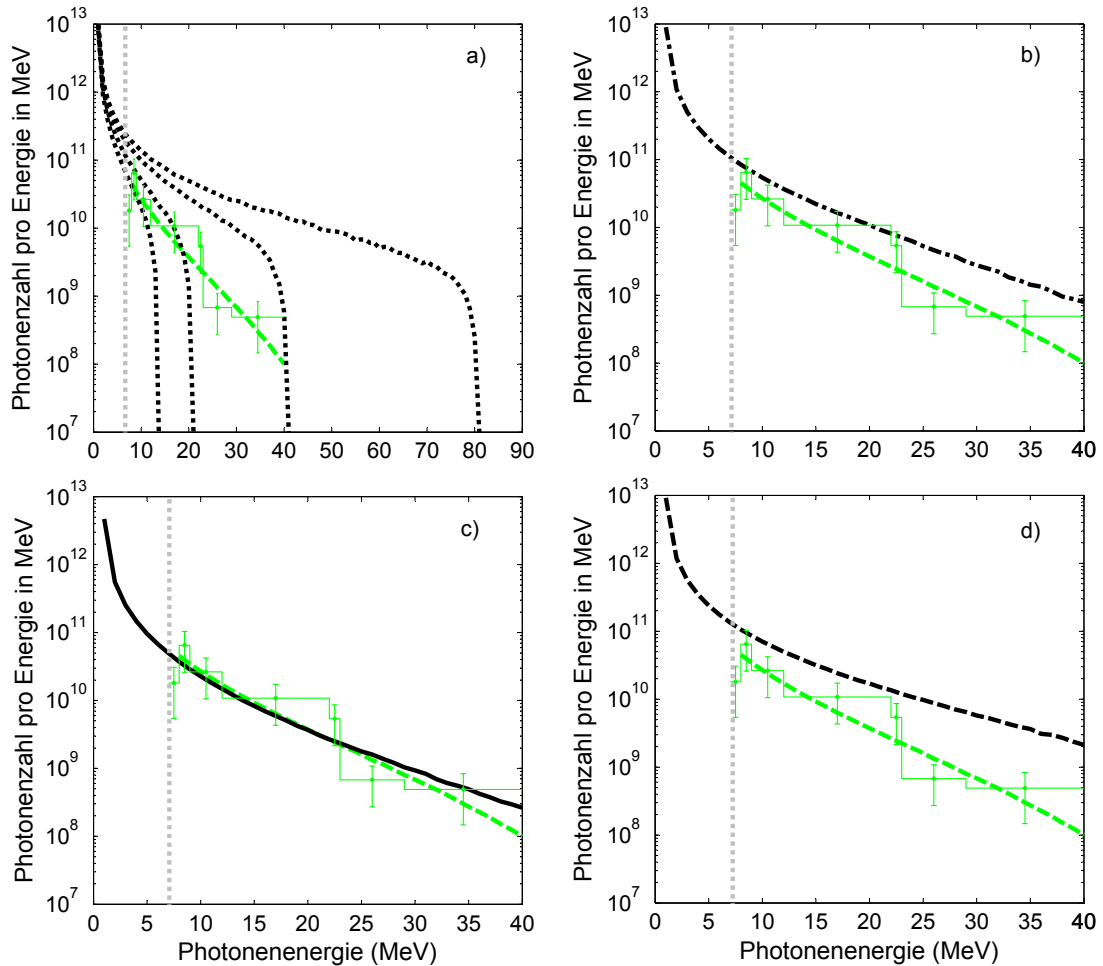


Abbildung 5.14: Vergleich von simulierten Bremsstrahlungsspektren unter Verwendung unterschiedlicher ursprünglichen Elektronenverteilungen. Die in grün dargestellten Linien sind jene, welche in Abbildung 5.12 d) dargestellt sind. Die vertikale gepunktete graue Linie symbolisiert die energetische Schwelle, ab der die nukleare Diagnostik sensitiv wird.

Laserenergie (J)	Elektronenausbeute	$k_B T_e$ (MeV)	Konversionseffizienz
15 (LULI)	$1,17 \times 10^{12}$	2,4	3 %
39 (PHELIX)	$5,91 \times 10^{11}$	7	1,7 %
89 (PHELIX)	$6,58 \times 10^{11}$	8	1 %
94 (PHELIX)	$6,80 \times 10^{11}$	13	1,5 %

Tabelle 5.1: Elektroneigenschaften zu unterschiedlichen Laserenergien und die entsprechenden Konversionseffizienzen.

hat, das am besten mit dem Bremsstrahlungsspektrum übereinstimmt, welches aus dem Experiment erhalten wird. Dieses Spektrum ist in Abbildung 5.14 als grüne Linie symbolisiert.

Die Extrapolation der Bremsstrahlungsspektren zu höheren Energien ist aus den folgenden Gründen berechtigt. Es wurden die Photonzahlen jeweils aufeinander folgender Reaktionsschwellen bestimmt. Es ist jedoch zu beachten, dass das Maximum der jeweiligen Anregungskurve oberhalb der Schwelle liegt. Besonders die Anregungskurven bezüglich der (γ, xn) -Reaktionen für $x > 1$, also zu höheren Photonenenergien, besitzen eine große Halbwertsbreite, sodass die photoneninduzierten nuklearen Reaktionen auch oberhalb des Maximum stattfinden können.

Des Weiteren ergibt sich aus der Lösung des linearen Gleichungssystems der energetische Verlauf sowie die Absolutzahl der in den Halbraum hinter dem Laser-Plasma-Wechselwirkungsbereich beschleunigten Elektronen. Das bedeutet, dass die absolute Anzahl der in Vorwärtsrichtung beschleunigten Elektronen und deren mittlere, wahrscheinlichste Energie im Bereich der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung bestimmt werden. Die Elektronenzahlen sind in Abhängigkeit von der Energie in Abbildung 5.13 dargestellt.

In Tabelle 5.1 sind die ermittelten Elektronenausbeuten, die mittlere, wahrscheinlichste Elektronenenergie und die erzielten Konversionseffizienzen von Laserenergie in Elektronen ab einer Energieschwelle von 7 MeV zusammengefasst.

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 sind die absoluten Photonen ausbeuten (ab der Energieschwelle von 7 MeV) bedingt durch die Bremsstrahlungsprozesse der Elektronen in Abhängigkeit von der Laserenergie und der mittleren Elektronenenergie aufgetragen. Im Allgemeinen ist zunächst zu erkennen, dass die Photonzahlen mit steigender Laserenergie und steigender mittlerer Elektronenenergie zunehmen. Der Einbruch der Photonzahlen bei 89 J Laserenergie stimmt mit dem Verhalten der photonuklearen Reaktionsausbeuten, was in Abschnitt 5.2.2 beschrieben wurde, überein. Bei der Betrachtung der in Tabelle 5.1 dargestellten Elektronengesamtausbeute bezüglich der jeweiligen Laserenergie fällt auf, dass die Zahl der Elektronen mit steigender Laserenergie zunimmt. Das gilt für die erzeugten Elektronenzahlen bezüglich der Bestrahlungen mit PHELIX. Eine zusätzliche Betrachtung der Gesamtelektronenausbeute bei der Bestrahlung mit dem LULI-Laser zeigt, dass diese über den Elektronenausbeuten liegt, welche am PHELIX bei höheren Laserenergien erzeugt wurden. Des Weiteren zeigt sich eine Zunahme der mittleren Elektronenenergie mit steigender Laserenergie. Allerdings ist, ähnlich wie bei der Gegenüberstellung der Photonzahlen mit der Laserenergie, ein Einbruch in der mittleren Energie bei 89 J zu beobachten. Diese Verhalten sind auf einen möglichen Einfluss der jeweils unterschiedlichen Eigenschaften des Vorplasmas pro Laserbestrahlung zurückzuführen.

Im Weiteren lässt sich die Zunahme der Photonzahl mit der steigenden mittleren Elektronenenergie wie folgt erklären: Die mittlere Elektronenenergie gibt die Schwerpunktenenergie der Elektronen bezüglich ihrer Gesamtanzahl an. Das bedeutet, dass die Anzahl der Elektronen bei der mittleren Energie am größten ist. Zwischen dem Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlungsprozesse und der Elektronenenergie besteht ein linearer Zu-

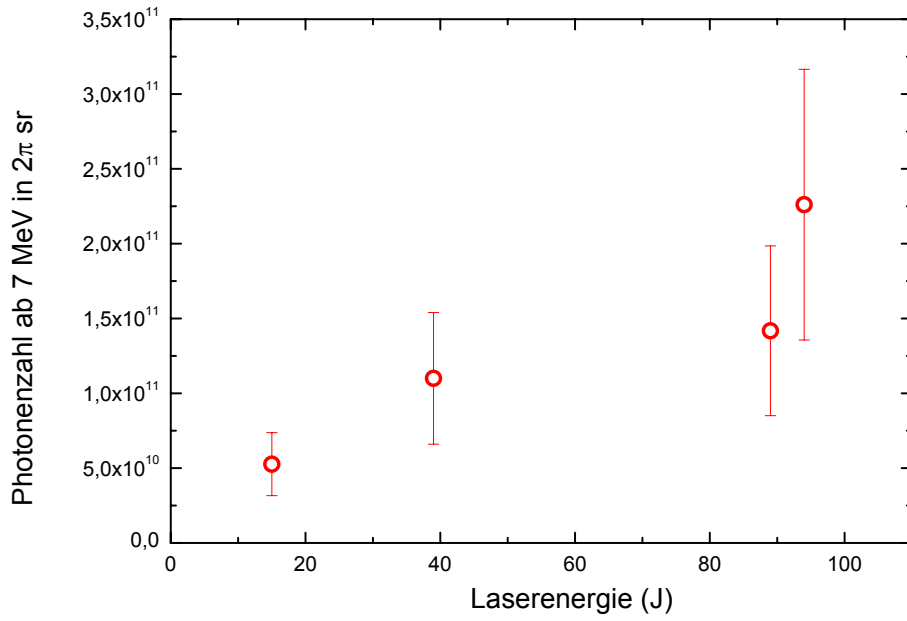


Abbildung 5.15: Photonenausbeuten ab einer Energie von 7 MeV in Abhängigkeit von der Laserenergie.

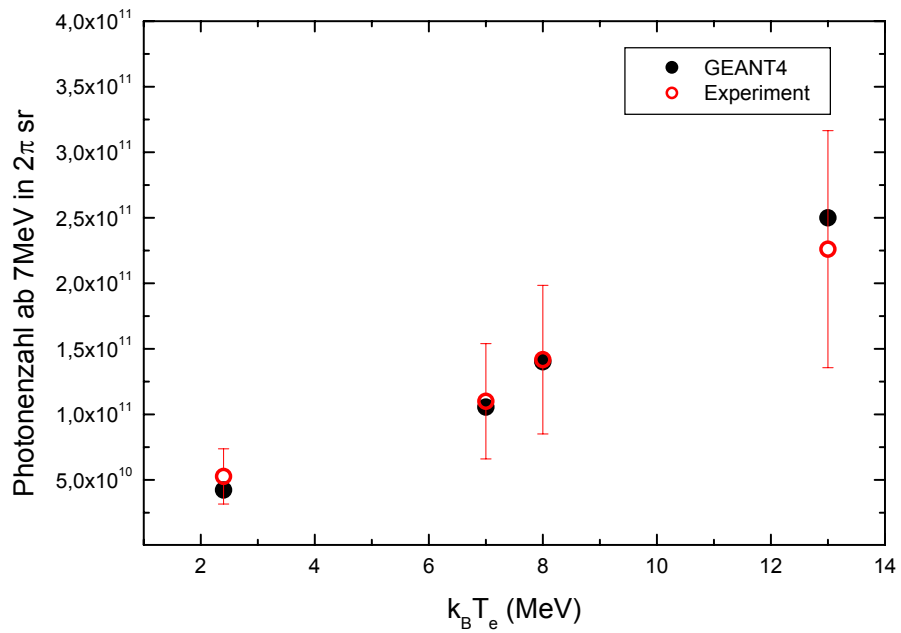


Abbildung 5.16: Photonenausbeuten ab einer Energie von 7 MeV in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur.

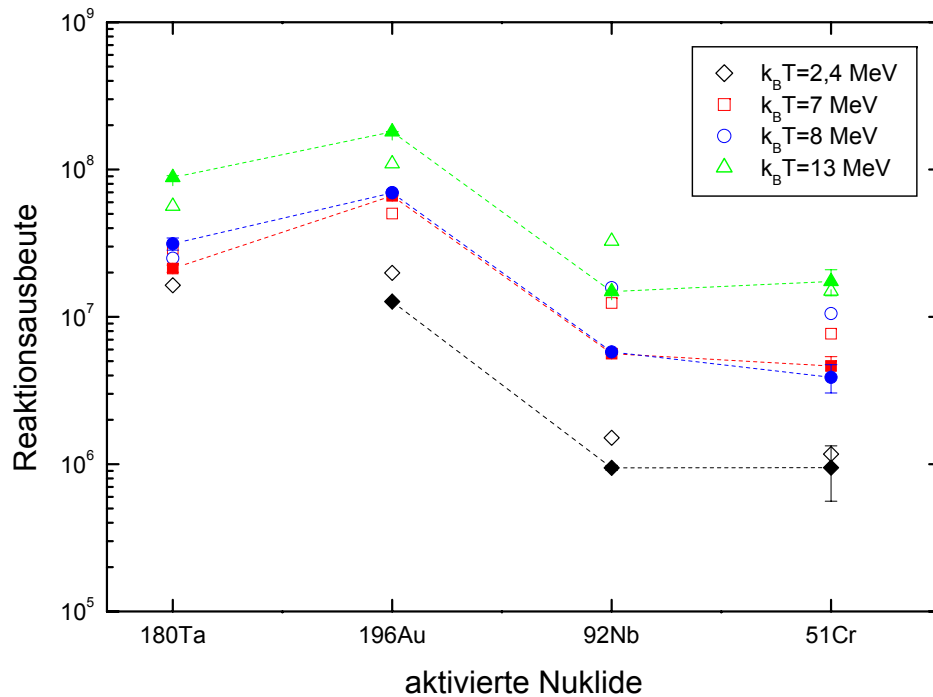


Abbildung 5.17: Vergleich der experimentell bestimmten (γ, n) -Reaktionensausbeuten (ausgefüllte Symbole mit Verbindungslinien) zu den simulierten (offene Symbole) bei jeweils unterschiedlichen Elektronentemperaturen.

sammenhang, was in Kapitel 3 durch Gleichung (3.7) beschrieben wurde. Demnach trägt die Anzahl der Elektronen bei der mittleren Energie am meisten zum Energieverlust durch Bremsstrahlungsprozesse bei. Die Folge ist, dass der Energiverlust mit steigender mittlerer Elektronenenergie zunimmt. Als Resultat nimmt auch die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen mit steigendem Energieverlust zu. Damit ist die in Abbildung 5.16 zu erkennende lineare Zunahme der Photonenzahl mit steigender mittlerer Elektronenenergie plausibel.

Des Weiteren wurden die Photonenzahlen ab der Energie von 7 MeV in Abhängigkeit von der mittleren Elektronenenergie mittels GEANT4 simuliert. Dabei wurden die geometrischen und materiellen Eigenschaften der experimentellen Gegebenheiten in der Simulation implementiert. Das Resultat wird mit den experimentell ermittelten Photonenzahlen verglichen, was in Abbildung 5.17 dargestellt ist. Die ursprünglichen energetischen Elektroneneigenschaften entsprechen denen, welche in Abbildung 5.13 und in Tabelle 5.1 gegeben sind. Allerdings wurde in der Simulation eine Elektronenzahl von 10^6 verwendet, was die Rechenzeit verkürzte. Die Ergebnisse wurden anschließend im Verhältnis auf die aus dem Experiment bestimmten Elektronenzahlen bezogen. Der Vergleich mit den experimentell bestimmten Photonenzahlen zeigt im Rahmen der Genauigkeit eine gute Übereinstimmung.

In Abbildung 5.17 sind sowohl die experimentell bestimmten Reaktionsausbeuten der erzielten (γ, n) -Reaktionen als auch die aus der Simulation resultierenden (γ, n) -Reaktionensausbeuten dargestellt. Dabei bezeichnen die offenen Symbole die Resultate aus der Simulation. Die Punkte zeigen die experimentellen Ausbeuten. Es ist zu erkennen, dass jeweils die Verläufe der Reaktionsausbeuten aus dem Experiment mit denen aus der Simulation übereinstimmen. Zu beachten ist eine Abweichung der absoluten Ausbeuten aus der Simulation vom Experiment. Ein

Aspekt für die Abweichungen der experimentellen von den simulierten Ausbeuten sind in dem simulierten experimentellen Aufbau bezüglich der geometrischen und materiellen Eigenschaften zu sehen. Es ist zu bemerken, dass eine absolute Übereinstimmung ausgeschlossen werden muss. Allerdings ist der Fehler bezüglich des simulierten und experimentellen realen Aufbaus nicht wesentlich zumal die simulierten und experimentell bestimmten Photonausbeuten in Abhängigkeit von der mittleren Elektronenenergie (Abb. 5.17) gut übereinstimmen. Des Weiteren sind die Abweichungen zwischen den experimentellen und simulierten Ausbeuten in der Güte des in GEANT4 implementierten Modells zur Beschreibung der photonuklearen Reaktionen zu suchen. Die photonuklearen Wirkungsquerschnitte für alle Photonenenergien ab der Hadronenproduktionsschwelle aufwärts werden in fünf Energiebereichen parametrisiert. Diese Bereiche erstrecken sich von der elektrischen Dipol-Riesenresonanz-Region von einigen 10 MeV über die Quasi-Deuteron-Region, der Pionen-Produktionsschwelle von 450 MeV und der Roper-Resonanzregion zwischen 450 MeV bis 1,2 GeV bis hin zur Reggeon-Pomeron-Region ab 1,2 GeV aufwärts. Zur Definition der Parametrisierung werden die Daten von 14 unterschiedlichen Kernen herangezogen. Dabei werden leichte, mittelschwere und schwere Kerne betrachtet. Die ermittelten Parameter werden weiterhin zur Interpolation von anderen Kernen verwendet. Näheres zur Vorgehensweise und zur Parametrisierung ist dem *Physics Reference Manual* von GEANT4 zu entnehmen [96].

Simuliert werden jeweils die Endzustände aus den inelastischen Photon-Kern-Wechselwirkungen. Zur Beschreibung der aus den photonuklearen Reaktionen erzielten hadronischen Endzustände wird der sogenannte CHIPS Ansatz (*Chiral Invariant Phase-Space*) verwendet. Im Wesentlichen wird dabei der Kern, als hadronisches System, als ein verallgemeinertes Hadron betrachtet; das sogenannte Quasmon. Dieses Quasmon wird im Rahmen des Partonenmodells behandelt. Die Konstituenten des Hadrons werden Partonen genannt. Dabei handelt es sich bei den geladenen Partonen um die Quarks und die elektrisch neutralen Partonen werden mit den Gluonen identifiziert. Die Quark-Partonen in dem Quasmon werden dabei als masselos und homogen über den invarianten Phasenraum verteilt betrachtet. Das wird von Feynman und Wilson als eine Art Blase eines dreidimensionalen Partonengas beschrieben [112]. Die Wechselwirkung eines Photons mit den Hadronen kann dann als die inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit den individuellen Partonen betrachtet werden. Das Photon wird als ein einfallendes Parton betrachtet. Es bildet sich ein neues Quasmon, d. h. eine neue spektrale Verteilung der Quark-Partonen. Dabei besteht die Wahrscheinlichkeit zur Hadronisierung von Quark-Partonen über die Quark-Fusionshypothese mit der Folge der Ausbildung eines Hadrons und eines Rest-Quasmons. Die Eigenschaften des gebildeten Hadrons werden über kombinatorische und kinematische Faktoren, welche Erhaltungsgesetze beinhalten, ausgewählt. Eine detaillierte Beschreibung und Erklärung sowie die Implementierung in GEANT4 des CHIPS-Modells wird in [96, 113–115] gegeben.

In der Literatur wird der Vergleich des Modells mit einigen experimentellen Daten beschrieben [116]. Dabei fällt auf, dass die Abweichungen der Ausbeuten mit den statistischen Fehlern der Resultate aus dem CHIPS-Modell erklärt werden können. Somit besteht im Rahmen der Genauigkeit des Modells eine gute Übereinstimmung der simulierten und experimentell erhaltenen Reaktionsausbeuten.

Es wurde somit gezeigt, dass mit der oben beschriebenen nuklearen Aktivierungsmethode die Eigenschaften der hochenergetischen Elektronen im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkungszone ermittelt werden können

Die oben-geannten Ergebnisse werden unter Berücksichtigung der Vorplasmaeigenschaften zur Bestimmung der während der Laser-Plasma-Wechselwirkung herrschenden mittleren Laserbestrahlungsstärke herangezogen. Diese Anwendung der beschriebenen Aktivierungsmethode zur Bestimmung der mittleren Laserintensität am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung wird im nächsten Kapitel behandelt.

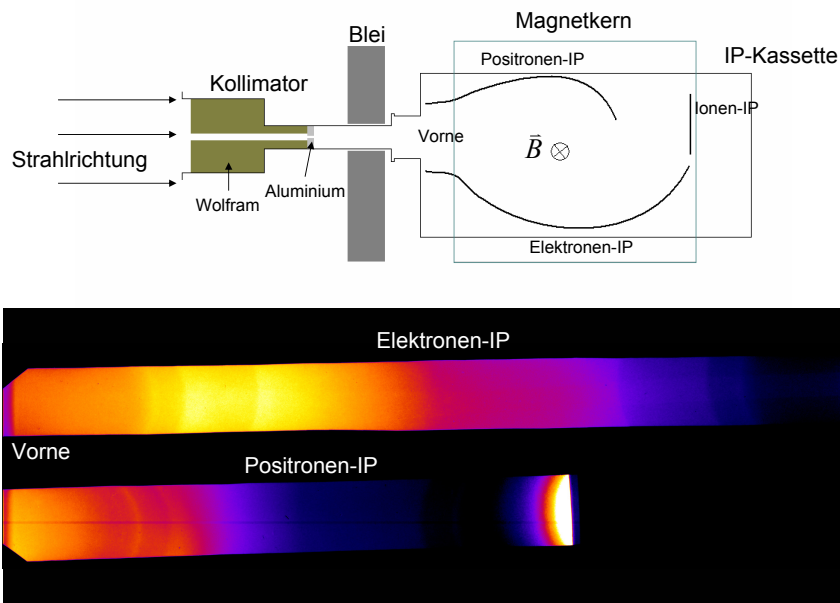


Abbildung 5.18: Oben: Skizze des Magnetspektrometers. Unten: Darstellung des Verlaufs des Röntgenuntergrundes auf der Elektronen-IP und der Positronen-IP. Gelb bedeutet hohen Untergrund und Blau bedeutet niedrigen Untergrund.

5.4 Vergleich mit der magnetspektroskopischen Methode

Zur Messung der spektralen Verteilung der Elektronen wurde ein Magnetspektrometer eingesetzt. Dieses Spektrometer wurde bereits in Kapitel 4.3 erwähnt. Der Abstand der Eintrittsöffnung des Spektrometers zur Probe betrug 250 mm. Das Spektrometer befand sich unter 0° zur Laserpropagationsrichtung in der Probenkammer. Mit diesem Typ von Spektrometer ist es möglich Elektronen-, Positronen- und Ionenspektren zu detektieren. Die entsprechende Anordnung der Bildspeicherplatten ist der Skizze in Abbildung 5.18 zu entnehmen.

In allen Messungen zeigte sich trotz der Abschirmung aus Aluminium und Blei ein transversal zur Bildspeicherplatte verlaufendes Ringmuster, welches von dem Röntgenuntergrund herrührt. Dabei ist die Krümmungsrichtung dieses Musters im vorderen Bereich der Speicherfolie gegenläufig zu der im hinteren Bereich (siehe Abbildung 5.18). Dabei bedeutet der Farbverlauf von gelb nach blau den Verlauf vom hohen Untergrund zum niedrigen Untergrund. Die Erklärung dieses Untergrundmusters liefert die gekrümmte Positionierung der Bildspeicherplatten in der Detektorkassette. Hierbei dringt die Röntgenuntergrundstrahlung zuerst durch die Rückseite der Bildspeicherplatte im vorderen Bereich ein und anschließend durch die Vorderseite in den hinteren Bereich. Die Kenntnis über den inhomogenen Verlauf des Untergrundes ist notwendig für die Auswertung des Elektronensignals auf der Bildspeicherplatte. Die Signalstärke ist dabei in der bereits in Kapitel 4 beschriebenen, photostimulierten Lumineszenz (PSL) angegeben.

In Abbildung 5.19 ist ein typischer Verlauf der Spur der registrierten Elektronen pro Strecke auf der Bildspeicherplatte zu erkennen. Unter Verwendung der für das Spektrometer charakteristischen Dispersionsrelation, deren Verlauf in Abbildung 5.19 dargestellt ist, wurden die Spektren ausgewertet. Der detektierbare Bereich der Elektro-

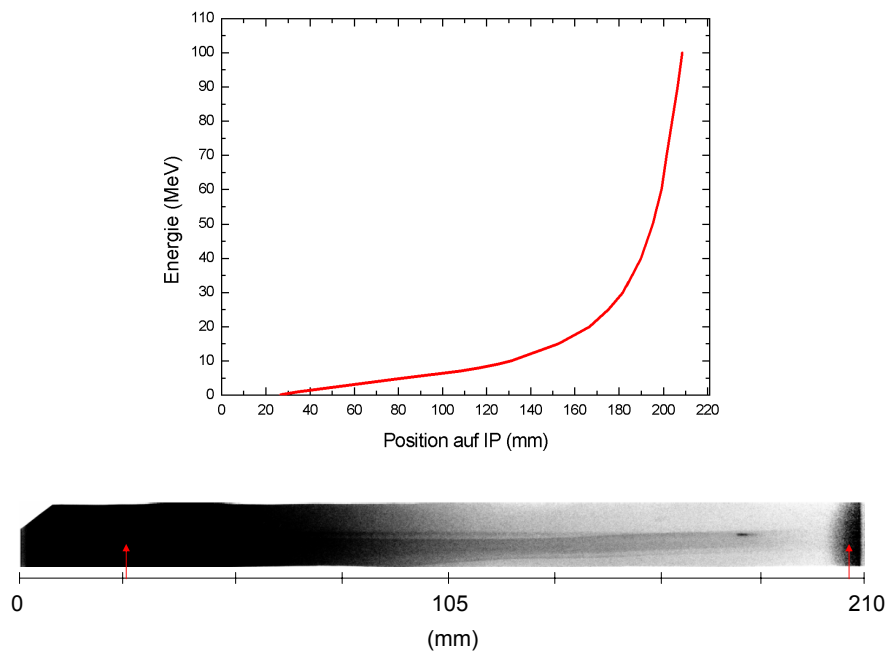


Abbildung 5.19: Oben: Graphische Darstellung der Dispersionsrelation des Elektronenspektrometers. Unten: Scan einer Bildspeicherplatte. Der Schwärzungsgrad entspricht der Stärke des PSL-Signals. Die roten Pfeile markieren den Anfang und das Ende des detektierbaren Bereichs.

nen erstreckt sich von $(26,52 \pm 0,38)$ mm bis $(208,43 \pm 0,37)$ mm bezüglich der vorderen Kante der Speicherfolie. Das entspricht einem Bereich von 0,1 MeV bis 100 MeV.

Im Folgenden werden zwei Elektronenspektren dargestellt, welche hinter der Aktivierungsprobe aufgenommen wurden. Die Verläufe der Spektren werden mit den Resultaten, welche aus der nukleardiagnostischen Methode erhalten wurden, verglichen. Bei der Vergleichsanalyse der Spektrenverläufe wird eine auf eins normierte Darstellung der Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gewählt. Es ist anzumerken, dass das Elektronensignal in PSL-Werten in der Regel von der energieabhängigen Sensitivität der Bildspeicherplatten bezüglich der Elektronendetektion abhängt. Tanake et al. [117] zeigen, dass die Sensitivität in Einheiten von PSL/Elektron einer Bildspeicherplatte in Abhängigkeit von der Elektronenenergie ab 1 MeV bis 100 MeV nahezu konstant ist. Das bedeutet, dass die PSL-Werte in einem linearen Zusammenhang mit der Elektronenanzahl stehen. Eine Darstellung der gemessenen PSL-Werte in Abhängigkeit von der Elektronenenergie gibt demnach den spektralen Verlauf der Elektronen wider.

In den Abbildungen 5.20 und 5.21 sind die spektralen Verläufe der Elektronen zu je zwei unterschiedlichen Laserbestrahlungen bei den Energien von 94 J (Fall I) und 87 J (Fall II) mit dem PHELIX dargestellt. Dabei handelte es sich jeweils um eine Pulslänge von 700 fs und einer optimalen Fokussierung unter einem Einfallswinkel von 0° auf die Aktivierungsprobe. Die Elektronenzahlen sind auf eins normiert dargestellt. Die eingezeichneten Fehler der Ordinaten wurden aus der Genauigkeit, mit der das Elektronensignal gegenüber dem inhomogenen, über die Bildspeicherplatte verlaufenden Untergrund ermittelt werden kann. Folglich sind die schwachen Elektronensignale mit einem größeren Fehler behaftet. Es ist angemerkt, dass es sich verglichen mit dem Untergrund um ein schwaches Elektronensignal nach der Propagation durch die Aktivierungsprobe handelt. Das bedeutet, dass im Energiebereich

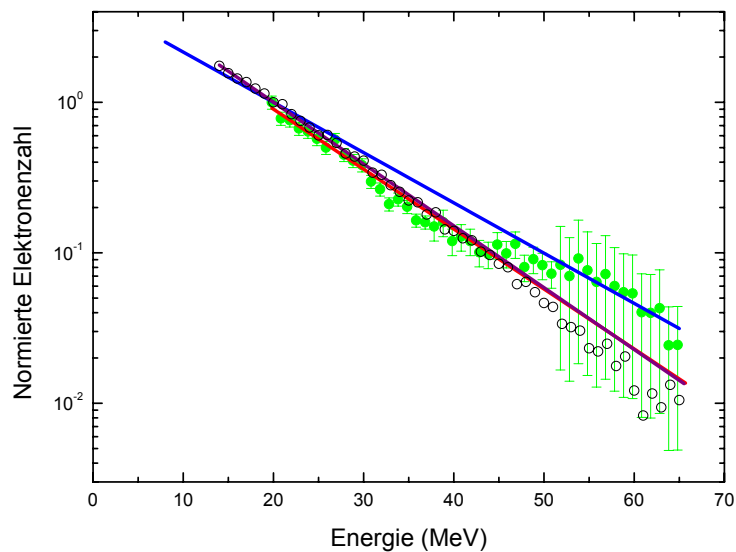


Abbildung 5.20: Elektronenspektrum bezüglich der PHELIX Laserbestrahlung mit 94 J Laserenergie auf der Probe: Magnetspektrometer (●), Nukleardiagnostik (—). (○): Simuliertes Spektrum am Ort des Spektrometers. Als initiales Elektronenspektrum wurde das Resultat aus der Nukleardiagnostik verwendet. (—): Fit an Spektrometerdaten (exponentielles Modell). (—): Fit an Simulation.

zwischen 0,1 MeV und etwa 7 MeV kein Elektronensignal gegenüber des in diesem Bereich starken Untergrundes beobachtet werden kann. Im Bereich sehr hoher Energie (oberhalb von 50 MeV) wird ein sehr schwaches Signal beobachtet, welches in den Untergrund übergeht. Dieser Teil des Spektrums ist stark fehlerbehaftet. Des Weiteren führt die für den Spektrometertyp beobachtete Inhomogenität in der Breite des Auftreffbereiches der Elektronen auf die Bildspeicherplatte (Abb. 5.19) zu einem weiteren Fehler. Diese Spurbreite wurde in der Auswertung als zunächst einheitlich angenommen, wobei die Breite der Spur der Schlitzblendenabmessung von 5 mm entspricht. Das bedeutet, dass die breiteren Spurbereiche eine kleinere Elektronendichte zur Folge haben, was sich in einer kleineren Signalstärke auswirkt. Es wurden die Signalstärken anteilig auf eine einheitliche Spurbreite von 5 mm bezogen, was den korrekten Verlauf des Spektrums wiedergibt.

Schließlich ist auf der Bildspeicherplatte ein longitudinal verlaufender schwarzer Untergrundstreifen zu beobachten. Dieser ist durch die Gegebenheiten des Aufbaues der Abschirmung innerhalb der Probenkammer begründet. Aus organisatorischen Gründen war es in dieser Strahlzeit am PHELIX begrenzt möglich, die Untergrundstrahlungsabschirmung ausreichend im Experiment zu optimieren. Dennoch werden brauchbare Resultate erzielt, welche sich gut mit den Ergebnissen aus der nukleardiagnostischen Methode vergleichen lassen.

Der Vergleich der Steigungen bzw. der mittleren Elektronenenergien der Spektren, welche mit dem Magnetspektrometer bestimmt wurden und jene, welche mit der Nukleardiagnostik ermittelt wurden, zeigt bei den jeweiligen Laserbestrahlungen Unterschiede. Die Werte der mittleren Elektronenenergien sind in Tabelle 5.2 gegenübergestellt. Es ist zu beobachten, dass die mittleren Elektronenenergien aus den Magnetspektrometermessungen um 2 MeV bis 3 MeV unter jenen mittleren Elektronenenergien aus der Nukleardiagnostik liegen, was hinsichtlich der Bestimmung der fokussierten Laserbestrahlungsstärke einen Faktor von etwa 3 bedeuten kann (Kapitel 6).

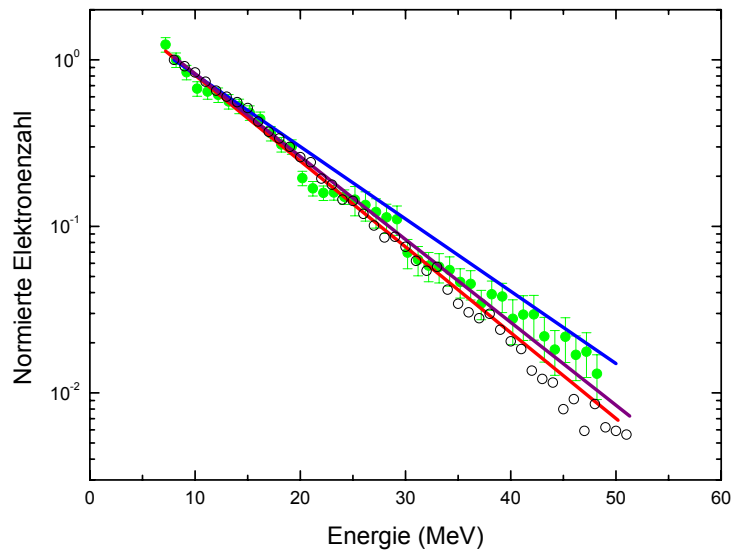


Abbildung 5.21: Elektronenspektrum bezüglich der PHELIX Laserbestrahlung mit 87 J Laserenergie auf der Probe:
Analog zu Abbildung 5.20.

Laserenergie (J)	$k_B T_e$ (MeV) Nukleardiagnostik	$k_B T_e$ (MeV) Magnetspektrometer	$k_B T_e$ (MeV) Simulation
94	13 ± 1	$10,9 \pm 0,9$	$10,6 \pm 0,9$
87	10 ± 1	$8,4 \pm 0,7$	$8,7 \pm 0,7$

Tabelle 5.2: Gegeüberstellung der mittleren Elektronenenergien $k_B T_e$.

Im Weiteren wurden für die Analyse des Verhaltens der hochenergetischen Elektronenkomponente bei der Propagation durch die Materie GEANT4 Monte Carlo Simulationen durchgeführt. Dabei wurden genau die geometrischen und materiellen Gegebenheiten bezüglich des Experimentaufbaus der genannten beiden PHELIX Laserbestrahlungen verwendet. Vor der Probe, also im Bereich der Laser-Materie-Wechselwirkung, wurde eine Punktquelle generiert, welche in Richtung zur Probe Elektronen abgibt. Die in der Simulation verwendeten Elektroneneigenschaften entsprachen dabei jenen, welche mit der Nukleardiagnostik ermittelt wurden. Auf der Probenrückseite wurden an der Position der Blende des Magnetspektrometers die durch das Material propagierten Elektronen pro Energie registriert.

Die Ergebnisse aus der Simulation der oben genannten Fälle I und II sind in den Abbildungen 5.20 und 5.21 dargestellt. Die spektralen Verläufe der simulierten Elektronenspektren nach der Propagation durch Materie stimmen im Rahmen der Genauigkeit mit den gemessenen Spektren der magnetspektroskopischen Methode überein. An die simulierten Werte wurde ein exponentielles Modell angepasst. Die ermittelte mittlere Elektronenenergie entspricht dabei der aus den Messungen.

In der Simulation werden nur individuelle Wechselwirkungsprozesse der Elektronen mit Materie berücksichtigt. Diese individuellen Wechselwirkungsprozesse wurden bereits in Kapitel 3 beschrieben und erklärt. Im Wesentlichen sind dabei der Energieverlust der Elektronen durch Stöße und Bremsstrahlungsprozesse zu berücksichtigen. In dem betrachteten Elektronenenergiebereich, in diesem Fall oberhalb von 7 MeV, überwiegt dabei der Strahlungsener-

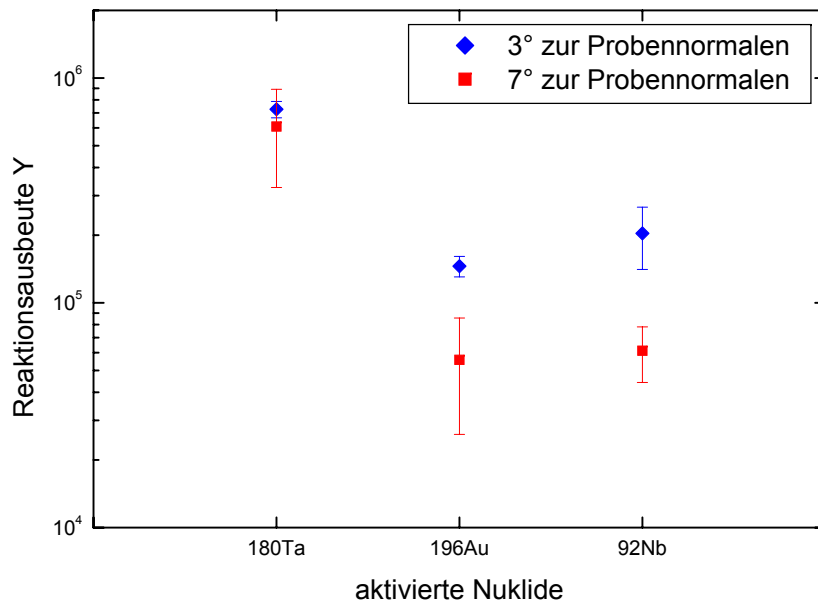


Abbildung 5.22: Erzielte Photo-Neutron-Reaktionsausbeuten unter verschiedenen Winkeln.

gieverlust, welcher proportional zur Energie der Elektronen ist. Das bedeutet, dass die mittlere Elektronenenergie bei der Propagation der Elektronen durch das Probenmaterial abnimmt. Eine Elektronenverteilung mit einer höheren mittleren Elektronenenergie erleidet demzufolge während der Wechselwirkung mit dem Probenmaterial eine größere Abnahme in der mittleren Elektronenenergie im Vergleich zu einer Elektronenverteilung mit einer niedrigeren mittleren Elektronenenergie. Dieses Verhalten ist aus den Resultaten des Vergleichs bezüglich der genannten beiden Fälle zu entnehmen (Abb. 5.20 und 5.21 sowie Tab. 5.2).

Abschließend wird mit dieser vergleichenden Analyse zusätzlich gezeigt, dass mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen nukleardiagnostischen Analyseverfahren die mittlere Elektronenenergie der hochenergetischen Komponente der Elektronen im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkungszone bestimmt werden kann.

5.5 Elektronenzahl und mittlere Elektronenenergie bezüglich verschiedener Detektionswinkel

In einer Experimentkampagne zur lasergetriebenen Protonenbeschleunigung am PHELIX wurden zwei AuTaNbCr-Aktivierungsproben mit einer Dicke von 5 mm in einem Abstand von 170 mm unter den Winkeln von 3° und 7° bezüglich der Laserpropagationsrichtung als Sekundärdiagnostik hinter einer Goldprobe mit einer Dicke von 10 μm positioniert. Der Laserpuls mit einer Pulslänge von 450 fs wurde unter 0° zur Normalen auf die Goldprobe fokussiert. Dabei hat der Fokusbereich 50 μm bezüglich der horizontalen Ausdehnung betragen. Die Pulsenergie betrug 91,2 J auf der Probe. Des Weiteren ist anzumerken, dass kein Bremsstrahlungskonverter aus Blei vor den Aktivierungsproben positioniert wurde.

Mittels der Gammaspektroskopie wurden in beiden Aktivierungsproben (γ, n)-Reaktionen bezüglich des ^{181}Ta , ^{197}Au und ^{93}Nb nachgewiesen. In Abbildung 5.22 sind die erzielten Photo-Neutron-Reaktionsausbeuten unter den verschiedenen Winkeln gegenübergestellt. Es ist zu beobachten, dass die Reaktionsausbeuten unter dem Winkel

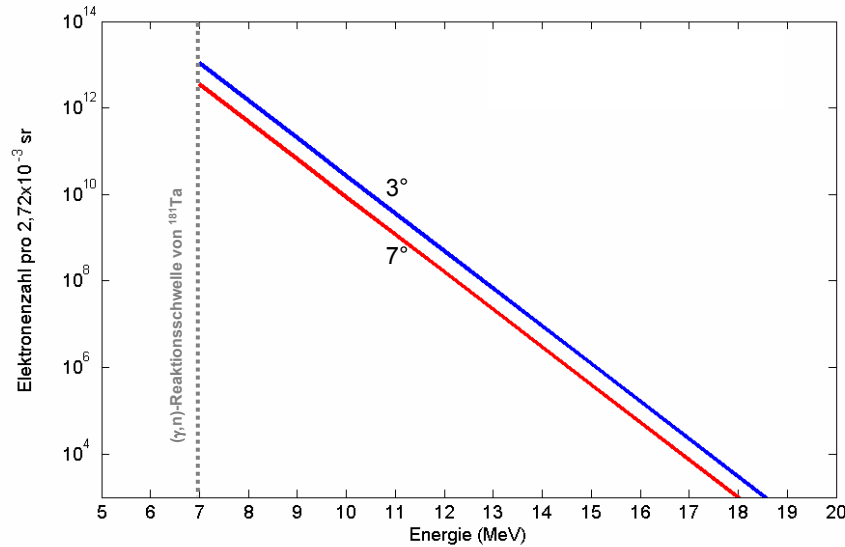


Abbildung 5.23: Elektronenverteilungen unter verschiedenen Winkeln Richtung Laserpropagationsrichtung.

von 3° größer sind als unter 7° . Dieser Sachverhalt deutet auf eine zunächst anzunehmende höhere Gesamtelektronenzahl unter dem kleineren Winkel hin. Des Weiteren sind nur die (γ, n) -Reaktionen bezüglich der beteiligten Ausgangsisotope in der AuTaNbCr-Probe festzustellen. Das lässt eine kleine mittlere Elektronenenergie annehmen.

Aus der quantitativen Analyse zur Bestimmung der Bremsstrahlungs- und Elektroneneigenschaften werden folgende Resultate erzielt. In einem Raumwinkelbereich von etwa $2,7 \times 10^{-3}$ sr wurden unter 3° zur Probennormalen eine Gesamtausbeute an Photonen von $n_{\gamma, 3^\circ} = 7,2995 \times 10^9$ und unter 7° von $n_{\gamma, 7^\circ} = 2,4 \times 10^9$ oberhalb der (γ, n) -Reaktionsschwelle von ^{181}Ta ermittelt. Die korrespondierenden Elektronenverteilungen sind in Abbildung 5.23 dargestellt. Die Absolutausbeuten an hochenergetischen Elektronen betragen unter 3° $n_{e, 3^\circ} = 1,26 \times 10^{13}$ und unter 7° ist $n_{e, 7^\circ} = 4,05 \times 10^{12}$ jeweils in einem Raumwinkelbereich von $2,7 \times 10^{-3}$ sr. Die effektive Elektronentemperatur beträgt unter beiden Winkeln $k_B T = 0,5$ MeV.

Die Resultate zeigen den möglichen Einsatz der Aktivierungsproben zur Bestimmung der Elektronenzahl sowie des spektralen Verlaufs der Elektronen unter verschiedenen Betrachtungswinkeln zur Laser-Plasma-Wechselwirkungszone.



6 Bestimmung der mittleren Laserbestrahlungsstärke

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse hinsichtlich der mit der Nukleardiagnostik ermittelten mittleren Elektronenenergien, zur Bestimmung der im Laser-Plasma-Wechselwirkungsbereich herrschenden mittleren Laserbestrahlungsstärke verwendet. Je nach Variation der Vorplasmaeigenschaften pro Laserbestrahlung variieren die Anzahl der erzeugten relativistischen Elektronen und deren mittlere Energie. Damit verbunden ist eine Abweichung der tatsächlich vorherrschenden Laserbestrahlungsstärke während der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Daher werden in Abschnitt 6.1 die Vorplasmaeigenschaften bezüglich der Experimente am PHELIX abgeschätzt. In Abschnitt 6.2 wird schließlich die Bestimmung der mittleren, maximalen Laserbestrahlungsstärke behandelt.

6.1 Vorplasmaeigenschaften

Im Folgenden werden mittels der Daten aus den Vorpulsstrukturmessungen am PHELIX die entsprechenden Plasmadichteprofile ermittelt. Dazu werden eindimensionale Hydrodynamiksimulationen unter Verwendung des HELIOS-Codes [118] durchgeführt. Die Erzeugung der hochenergetischen Elektronen findet in Vorwärtsrichtung statt, daher ist es von Interesse die Eigenschaften des Dichteprofiles bezüglich der Laserpropagationsrichtung zu kennen. Folglich ist der Einsatz eines eindimensionalen Hydrodynamik-Codes ausreichend.

Eine interferometrische Bestimmung der Vorplasmaelektronendichte war experimentell am PHELIX nicht möglich, da die Aktivierungsbestrahlungen nur parasitär neben dem Hauptexperiment durchgeführt wurden für das keine Vorplasmauntersuchung eingeplant war.

Zur Simulation der Vorplasmadichteprofile wurden als Eingaben in den Simulations-Code bezüglich der Laseigenschaften die gemessenen zeitlichen Verläufe der Bestrahlungsstärke der Vorpulse oder der ASE nach der Rekomprimierung des Laserpulses verwendet. Für die Simulation wurde in dem HELIOS-Code zur Bestimmung der thermodynamischen Eigenschaften des im Experiment eingesetzten Probenmaterials die *SESAME*-Datenbank [119] vom *Los Alamos National Laboratory* (LANL) verwendet.

In Abbildung 6.1 sind exemplarisch die typischen Vorpulsstrukturen des PHELIX Kurzpulses zu zwei verschiedenen Probenbestrahlungen bei unterschiedlichen Pulsenergien dargestellt. Dazu wurde die Bestrahlungsstärke auf den maximalen Wert des Hauptpulses normiert und logarithmisch über die Zeit aufgetragen. Die maximale Bestrahlungsstärke des Hauptpulses wurde vor der Probenbestrahlung abgeschätzt und beträgt etwa 10^{19} W/cm^2 .

Zur Abschätzung der Bestrahlungsstärke wurde zunächst über die in Kapitel 4 beschriebene Fokusediagnostik das Bestrahlungsstärkeprofil am Ort der Probe aufgenommen. Dazu wurde der Laser im Justagebetrieb, d.h. ohne Einsatz des Vor- und Hauptverstärkers, bei kleiner Energie verwendet. Die Abbildung 6.2 zeigt die Bestrahlungsstärkeverläufe, welche unmittelbar vor der Hauptenergiebestrahlung aufgenommen wurden. Mittels eines Kalorimeters wurde während der Hauptenergiebestrahlung die Pulsenergie unmittelbar nach dem Hauptverstärker abgeschätzt. Unter Verwendung der ermittelten Fokusedehnung, der Pulsenergie und der zeitlichen Ausdehnung des Hauptpulses, wurden die entsprechenden Bestrahlungsstärken berechnet. Dabei wurden die Halbwertsbreiten der horizontalen sowie der vertikalen Fokusedehnung bestimmt und die jeweils darin beinhaltete Pulsenergie ermittelt.

Des Weiteren ist in Abbildung 6.1 nicht die tatsächliche Hauptpulslänge zu erkennen. Die Messungen zur Ermittlung der Vorpulsstruktur wurde mit einer Fotodiode durchgeführt. Diese besitzt nur eine sehr kleine zeitliche

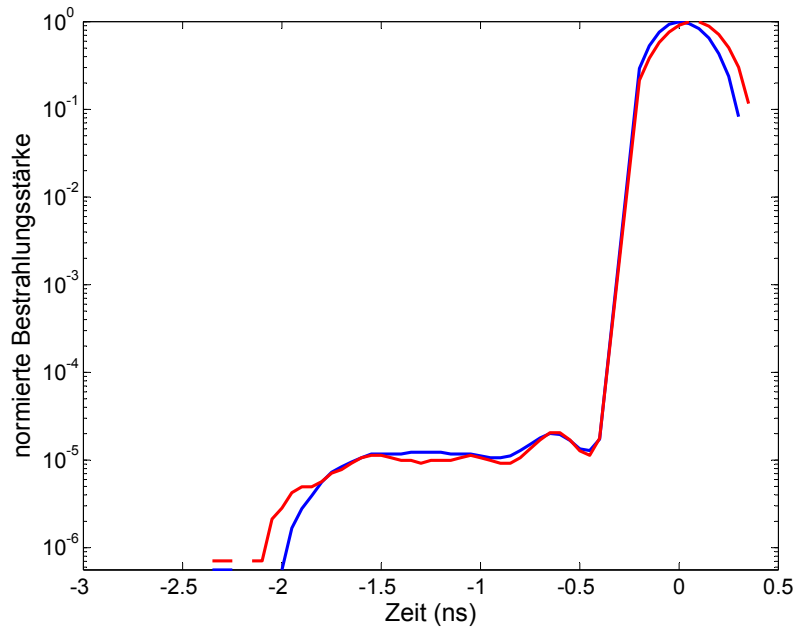


Abbildung 6.1: Exemplarische Darstellung der Vorpulsstrukturen des PHELIX-Lasersystems zu zwei verschiedenen Probenbestrahlungen (Beschreibung siehe Text).

Auflösung im Bereich von Nanosekunden. Die zeitliche Länge des Hauptpulses wurde mit einem Autokorrelator bestimmt. Für die Aktivierungsexperimente hat die Hauptpulslänge 700 fs betragen. Zeitlich vor dem Hauptpuls ist der ASE-Vorpulsverlauf zu erkennen. Die Oszillationen vor Beginn des Vorpulses sind Artefakte, welche sich aus der Messmethode mit der Fotodiode ergeben. Die zeitliche Länge der Vorpulse liegt im Bereich von 1,5 ns. Das aus der Messung resultierende Verhältnis des Vorpulsniveaus und des Maximums des Hauptpulses beträgt 10^{-5} . Die beiden Messungen zeigen, dass sich die zeitlichen Verläufe der Vorpulse nicht signifikant ändern.

In den Abbildungen 6.3 und 6.4 sind die aus der HELIOS Simulation resultierenden Elektronendichteprofile, welche sich vor der Probe ausbilden, dargestellt. Weiterhin ist der Verlauf der Elektronentemperatur des kalten Plasmas in der Abbildung zu sehen. Als Lasereingangsparameter wurden die Vorpulsstrukturen, wie sie in Abbildung 6.1 dargestellt sind, verwendet. Die Dichteprofile sind Momentaufnahmen zur Zeit unmittelbar vor dem Eintreffen des Hauptpulses. Das Bestrahlungstärkeniveau der Vorpulse liegt im Bereich von einigen 10^{12} W/cm^2 . Der dominierende Absorptionsprozess ist der inverse Bremsstrahlungsprozess (s. Kapitel 2).

Die Dichteprofile zeigen einen ausgeprägten, exponentiell von der Probenoberfläche abfallenden unterkritischen Dichtebereich. Werden dazu die Temperaturverläufe betrachtet, so ist zu erkennen, bis zu welcher Position vor der Probe der unterkritische, isotherm expandierende Teil verläuft, in welchem die Laserabsorption stattfindet. Unmittelbar vor der kritischen Dichte bei $\geq 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ sind ein Aufsteilen und Stufen des Dichteprofiles zu erkennen. Dieses Aufsteilen ist durch den Lichtdruck des eingestrahnten Laserlichts zu erklären, was dazu führt, dass Plasmaelektronen wieder in Richtung der Probe gedrückt werden. Oberhalb der kritischen Dichte kann das Laserlicht nicht weiter propagieren. In diesem Bereich findet aber dennoch Energietransport statt, was der Verlauf der Temperatur zeigt. Die Energie kann in diesem Bereich nur über Strahlungstransport und Stöße der Elektronen und Ionen untereinander transportiert werden. Folglich bildet sich eine Wärmewelle in Richtung Festkörperprobe aus. Das zu erkennende Aufsteilen und wieder Abfallen des Dichteprofiles im Bereich der Festkörperdichte ist damit zu erklären,

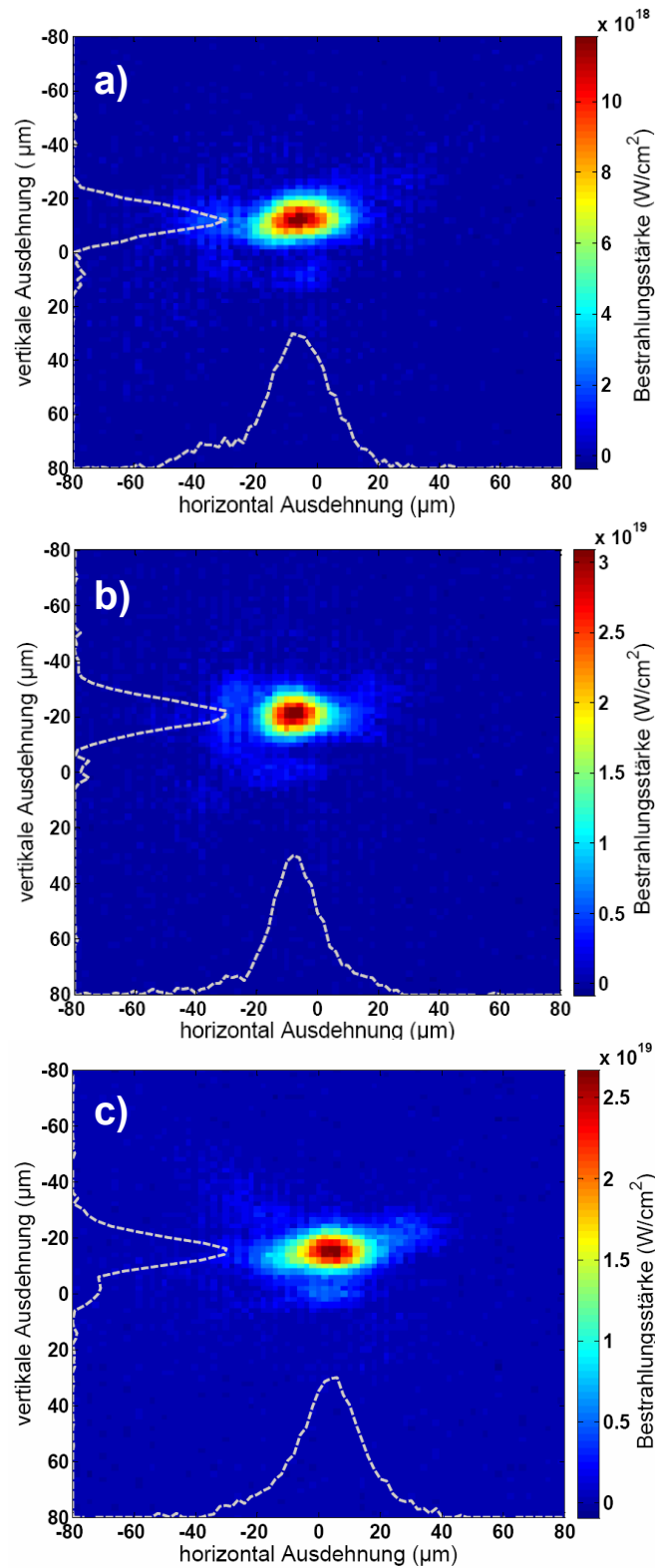


Abbildung 6.2: Bestrahlungsstärkeverlauf im Fokus. Die Messungen wurden im Justagebetrieb unmittelbar vor der Hochenergiebestrahlung durchgeführt. Die Angaben zur Bestrahlungsstärke wurden wie im Text beschrieben abgeschätzt. Exemplarisch sind hier die Foki bezüglich der Aktivierungsbestrahlungen mit dem PHELIX-Lasersystem dargestellt. Diese wurden im Kapitel 5 behandelt: a) 39 J, b) 94 J und c) 89 J.

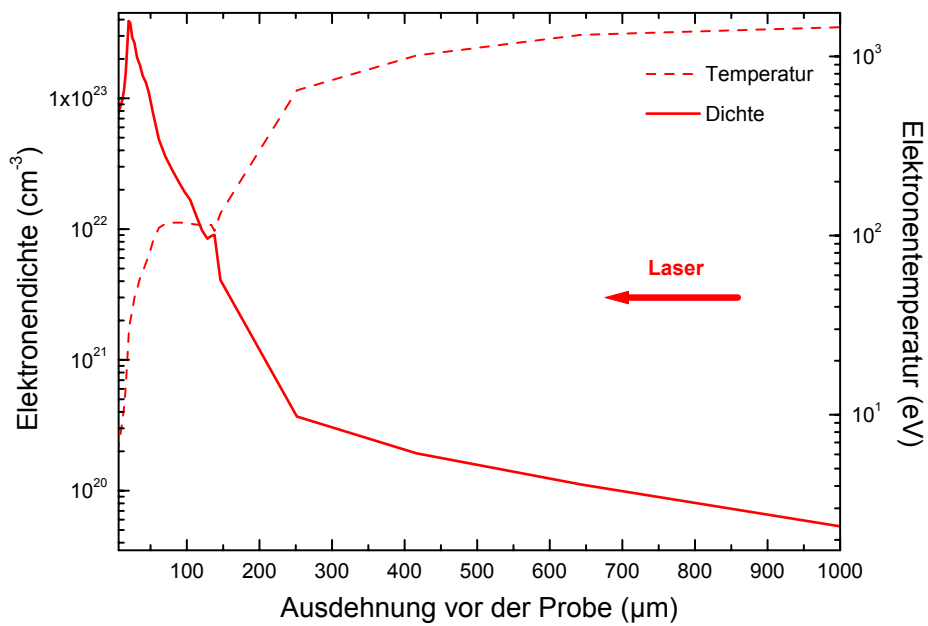


Abbildung 6.3: Dargestellt sind die Plasmaelektronendichteausdehnung und die Elektronentemperatur vor einer bestrahlten Bleiprobe. Die Verteilungen wurden mittels des 1D-Hydrodynamik-Codes HELIOS simuliert, wobei die Vorpulsstruktur des PHELIX (s. Abb. 6.1) als Bestrahlungsstärkeverteilung im Code verwendet wurden (rote Linie in Abb. 6.1).

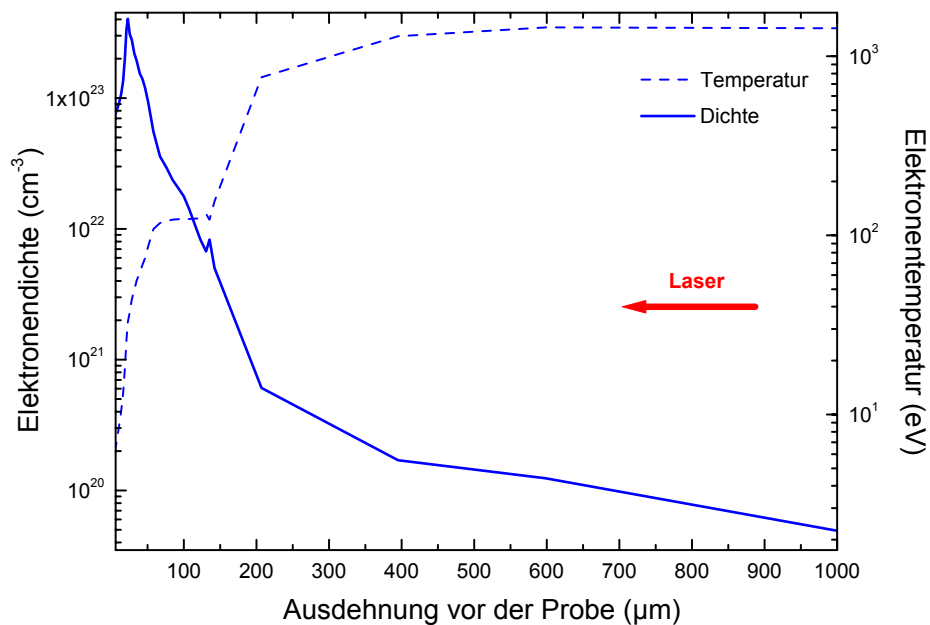


Abbildung 6.4: Dargestellt sind die Plasmaelektronendichteausdehnung und die Elektronentemperatur vor einer bestrahlten Bleiprobe. Die Verteilungen wurden mittels des 1D-Hydrodynamik-Codes HELIOS simuliert, wobei die Vorpulsstruktur des PHELIX (s. Abb. 6.1) als Bestrahlungsstärkeverteilung im Code verwendet wurden (blaue Linie in Abb. 6.1).

dass das ablatierende Plasma von der Festkörperoberfläche einen mechanischen Druck auf die Probenoberfläche ausübt. Das führt schließlich zur Schockkompression und folglich zur Bildung einer Schockfront, welche in den kalten Festkörper propagiert.

Insgesamt bildet sich vor der Konverterprobe bestehend aus Blei ein sehr ausgedehntes Plasma mit einem großen Dichtegradienten unmittelbar vor der kritischen Dichte aus. Der überkritische Dichtebereich vor der Probe besitzt eine Ausdehnung von mehr als $100\text{ }\mu\text{m}$. Die Skalenlänge $L_{S,VP}$ des exponentiell verlaufenden unterkritischen Dichtebereichs des Vorplasmas wird mittels des in Kapitel 2 beschriebenen Modells (Gln. (2.33) bis (2.35)) und den Resultaten aus der HELIOS-Simulation abgeschätzt. Mit der Vorpulsstruktur und dem verwendeten Probenmaterial, welches unmittelbar vom Laser bestrahlt wird, ergibt sich eine Skalenlänge von $371\text{ }\mu\text{m}$. Es ist bemerkt, dass die hohe Elektronendichte von $n_{e,VP} \geq 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ ($0,1 n_c$) und die große Skalenlänge des unterkritischen Vorplasmas eine große Anzahl an Elektronen zur relativistischen Beschleunigung, bedingt durch den nachfolgenden intensiven Hauptpuls, bereitgestellt wird. Schließlich können sich bei solch großen Skalenlängen effektiv Selbstfokussierungseffekte ausprägen, welche zur Erhöhung der Laserbestrahlungsstärke führen und hohe Temperaturen der relativistischen Elektronen zur Folge haben. Dieser Sachverhalt deckt sich mit den Resultaten, welche durch die nukleardiagnostische Methode erzielt wurden (s. Kapitel 5).

Im Folgenden wird der Einfluss der Kontrastvariation auf die Vorplasmaausdehnung vor der bestrahlten Probe abgeschätzt. Dazu wird die Vorpulsstruktur, wie sie in Abbildung 6.1 in der blauen Linie dargestellt ist, verwendet. Der Kontrast, also das Verhältnis zwischen dem Vorpulsniveau und dem Maximum des Hauptpulses, wurde dabei jeweils ausgehend vom Gemessenen um eine Größenordnung erhöht (10^{-6}) oder verringert (10^{-4}). Mittels des HELIOS-Codes wurden die dazugehörigen Elektronendichteprofile simuliert. In Abbildung 6.5 sind die entsprechenden Dichteprofile vor der Festkörperprobe dargestellt. Es zeigt sich, dass die Vorplasmaausdehnung mit Verringerung des Kontrastes zunimmt. Die ermittelte Skalenlänge des unterkritischen Vorplasmabereichs beträgt bei einem Kontrast von (10^{-6}) etwa $99\text{ }\mu\text{m}$ und bei einem Kontrast von (10^{-4}) etwa $700\text{ }\mu\text{m}$. Es ergibt sich also bei dem kleineren Kontrast eine um mehr als das doppelte größere Skalenlänge im Vergleich zu der Skalenlänge, welche sich aus dem gemessenen Kontrast ergibt. Bei dem höheren Kontrast beträgt die Skalenlänge rund ein Drittel von der, die sich aus dem gemessenen Kontrast ergibt. Insgesamt zeigt sich hier eine empfindliche Abhängigkeit der Vorplasmaausdehnung mit der Variation des Kontrastes. Schließlich sei bemerkt, dass mögliche Schwankungen im Kontrast von einer Laserbestrahlung zur anderen einen erheblichen Einfluß haben können in Bezug auf die tatsächlich vorherrschende Bestrahlung während der Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Plasma.

In der Experimentkampagne am PHELIX wurden im Rahmen der lasergetriebenen Protonenbeschleunigung Proben bestehend aus Gold verwendet. Im Folgenden wird die Vorplasmaausdehnung vor der Goldprobe unter Berücksichtigung der in Abbildung 6.1 gezeigten Vorpulsstruktur mittels HELIOS abgeschätzt. In Abbildung 6.6 sind die aus der Simulation resultierenden Dichteprofile vor einer Bei- und Goldprobe gegenübergestellt. Die Skalenlänge des unterkritischen Plasmadichtebereichs vor der Goldprobe beträgt nach den Resultaten aus der Simulation $320\text{ }\mu\text{m}$. Demnach liegt diese Skalenlänge in der Größenordnung derer, welche sich aus der Vorplasmaausdehnung vor der Bleiprobe ergibt, mit einer Differenz von $51\text{ }\mu\text{m}$.

6.2 Mittlere Laserbestrahlungsstärke

In diesem Abschnitt wird die mittlere Laserbestrahlungsstärke während der Laser-Plasma-Wechselwirkung bestimmt. Dazu dienen die Resultate aus der Nukleardiagnostik, welche in Kapitel 5 dargestellt wurden. Behandelt werden die Ergebnisse aus den Aktivierungsbestrahlungen mit dem PHELIX-System, da hier eine Abschätzung der Vorplasmaverteilung vorliegt, welche im letzten Abschnitt dargestellt und diskutiert wurde. In den Experimenten

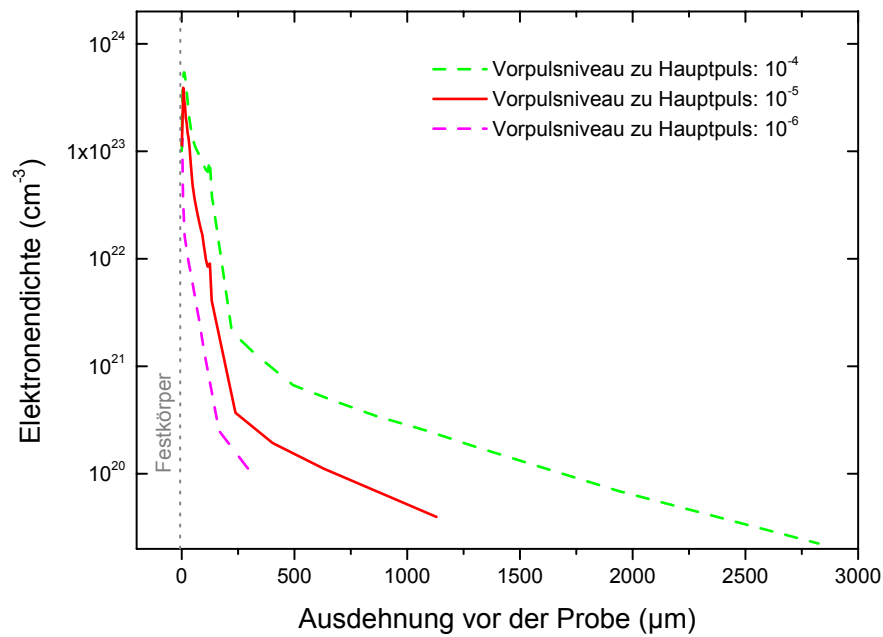


Abbildung 6.5: Vergleich der mit HELIOS simulierten Vorplasmaausdehnung vor einer Bleiprobe unter Berücksichtigung der Variation im Verhältnis zwischen dem Vorpulsniveau und dem Maximum des Hauptpulses (Kontrast). Als Vorpulsstruktur wurde die aus Abbildung 6.1 verwendet (blaue Linie). Lediglich der Kontrast wurde variiert. Es ist deutlich eine größere Vorplasmaausdehnung bei kleinerem Kontrast zu erkennen. Die Skalenlängen betragen bei dem jeweiligen Kontrast: $99 \mu\text{m}$ bei 10^{-6} , $371 \mu\text{m}$ bei 10^{-5} und $700 \mu\text{m}$ bei 10^{-4} . Die simulierte Dichteverteilung, dargestellt durch die rote Linie, entspricht dem gemessenen Kontrastbereich.

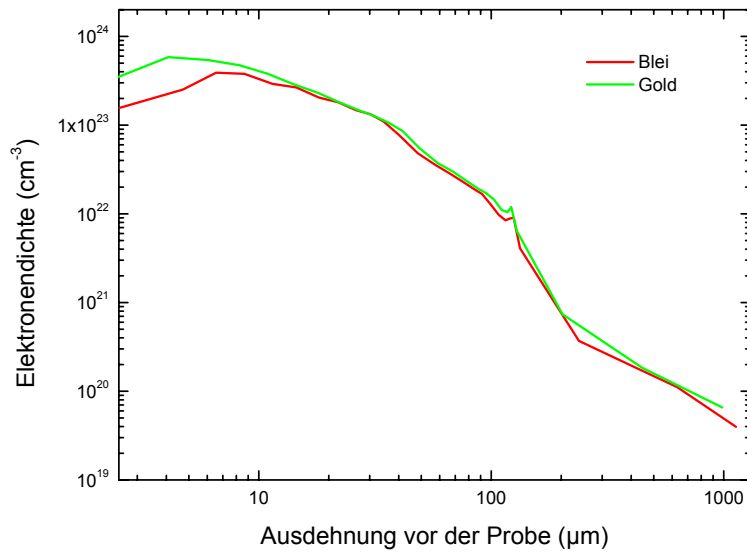


Abbildung 6.6: Vergleich der mit HELIOS simulierten Vorplasmaausdehnungen jeweils vor einer bestrahlten Gold- und Bleiprobe. Als Vorpulsverlauf wurde derjenige verwendet, welcher in Abbildung 6.1 als blaue Linie zu sehen ist. Die Skalenlänge des unterkritischen Bereichs beträgt $320 \mu\text{m}$.

Laserenergie (J)	$k_B T_e$ (MeV)	max. $I_{L,\text{mitVP}}$ (W/cm ²)	max. $I_{L,\text{ohneVP}}$ (W/cm ²)
15 (LULI)	2,4	$1,7 \cdot 10^{19}$	$1,4 \cdot 10^{19}$
39 (PHELIX)	7	$2,2 \cdot 10^{20}$	$1,8 \cdot 10^{19}$
89 (PHELIX)	8	$2,9 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{19}$
94 (PHELIX)	13	$8,1 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{19}$

Tabelle 6.1: Überblick der Laserbestrahlungsstärken und den entsprechenden, mittels der Nukleardiagnostik ermittelten, mittleren Elektronenenergien oberhalb von 7 MeV. $I_{L,\text{mitVP}}$ ist die maximale Bestrahlungsstärke unter Berücksichtigung des Vorplasmas und $I_{L,\text{ohneVP}}$ ist diejenige ohne Vorplasma.

wurden die Proben unter einem Winkel von 0° bezüglich der Probenflächennormalen bestrahlt. Des Weiteren handelt es sich um sehr ausgedehnte Vorplasmen, was im letzten Abschnitt gezeigt wurde. Schließlich besitzen die heißen Elektronen in einer großen Anzahl eine sehr hohe Energie in Vorwärtsrichtung. Diese Tatsachen sprechen dafür, dass die mittlere Laserbestrahlungsstärke über das ponderomotorische Beschleunigungsmodell gemäß Gleichung (2.39) aus Kapitel 2.4.3 bestimmt werden kann. In dem vorliegenden Fall handelt es sich um diejenige mittlere Bestrahlungsstärke, welche die Erzeugung aller in Vorwärtsrichtung beschleunigten heißen Elektronen oberhalb einer Schwellenenergie von 7 MeV zur Folge hat. Ab dieser Schwelle ist die Diagnostik sensitiv. Mit den Resultaten aus der in Kapitel 5 behandelten Nukleardiagnostik bezüglich der mittleren Elektronenenergien und unter Beachtung des genannten Modells zur ponderomotorischen Beschleunigung der Elektronen (Gl. 2.39), werden die mittleren Bestrahlungsstärken bestimmt. In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse dargestellt. Zum Vergleich wurden die Resultate aus der Aktivierungsbestrahlung mit dem LULI 100 TW Lasersystem in die Bestimmung zur Laserbestrahlungsstärke hinzugezogen. Das LULI System besitzt im Vergleich zum PHELIX einen höheren Kontrast und einen kürzeren

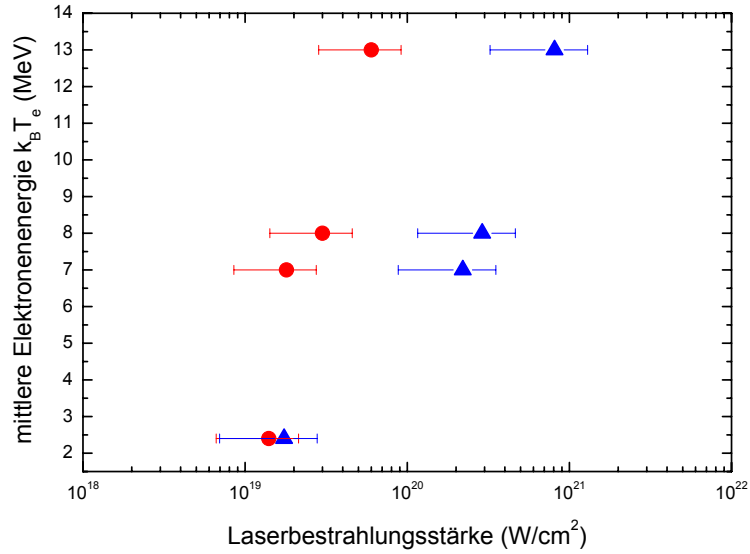


Abbildung 6.7: Mittlere Elektronenenergie in Abhängigkeit von der Laserbestrahlungsstärke. Die Punkte (\blacktriangle) resultieren aus der nuklearen Diagnostik und der Verwendung des ponderomotorischen Beschleunigungsmodells. Die Punkte (\bullet) folgen aus der Berechnung der Bestrahlungsstärke unter Verwendung der Laserparameter. Die beiden Punkte bei 2,4 MeV resultieren aus Aktivierungsbestrahlungen mit dem LULI Lasersystem und die anderen aus den Bestrahlungen mit dem PHELIX-System.

Hauptpuls (siehe Tabelle 4.3). Wie im letzten Abschnitt beschrieben wurde, führt eine Kontrasterhöhung zu einer Verringerung der Vorplasmaausdehnung.

In Abbildung 6.7 ist die mittlere Elektronenenergie über die Laserbestrahlungsstärke aufgetragen. Dazu werden die mittleren Bestrahlungsstärken den mittleren Elektronenenergien gegenübergestellt. Dabei handelt es sich um die mittels der nukleardiagnostischen Methode bestimmten und die aus der konventionellen Abschätzung über die Fokausdehnung (Abbildung 6.2) und der Laserenergiemessung ermittelte Bestrahlungsstärken. In Abbildung 6.7 ist jeweils die nukleardiagnostische Methode in Zusammenhang mit dem ponderomotorischen Modell und die konventionelle Bestrahlungsstärkeabschätzung dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass jeweils die Verläufe der mittleren Elektronentemperatur mit der Bestrahlungsstärke für die aus den PHELIX-Bestrahlungen herrührenden Resultate im Rahmen der Genauigkeit in der nukleardiagnostischen Methode und der Genauigkeit in der Bestimmung der Fokausdehnung nahezu identisch sind. Die Punkte liegen jeweils um eine Größenordnung auseinander. Daraus lässt sich schließen, dass das Modell zur ponderomotorischen Beschleunigung der Elektronen, welches in Kapitel 2.4.3 beschrieben wurde, mit den experimentellen Resultaten vereinbar ist.

Die größere Bestrahlungsstärke, welche während der Laser-Plasma-Wechselwirkung vorherrscht und mittels der nuklearen Diagnostik bestimmt wurde, ist wie folgt zu erklären: Aufgrund der Vorpulsstruktur und des Kontrastes des PHELIX-Kurzpulssystems entsteht ein ausgedehntes dichtes Vorplasma, wie es in Abschnitt 6.1 beschrieben wurde. Der nachfolgende Hauptpuls erfährt durch den Effekt der nichtlinearen und relativistischen Selbstfokussierung während der Propagation durch das unterdichte Vorplasma eine Bestrahlungsstärkeerhöhung. Der Laserpuls kann weit in den ebenfalls ausgedehnten überkritischen Vorplasmabereich über die Effekte des „Lochbohrens“ (*hole boring*) [58] und der relativistischen induzierten Transparenz [5, 120] vordringen. So ist die Plasmakanalbildung zu berücksichtigen. Gahn et al. [121] zeigten experimentell die Ausbildung eines solchen Plasmakanals, bedingt

durch relativistische Selbstfokussierungseffekte, in einem unterdichten Plasma, erzeugt durch die Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Gasjet. Innerhalb eines solchen Kanals wird eine große Anzahl von Elektronen ponderomotorisch auf sehr hohe Energien im MeV-Bereich beschleunigt. Die hochenergetischen Elektronen propagieren in Vorwärtsrichtung. Diese Effekte, welche zur Erhöhung der Anzahl der relativistischen Elektronen und zur Erhöhung der mittleren Elektronenenergie führen werden im Rahmen der Untersuchung des sogenannten *Fast Ignition* Szenarios bei der Trägheitsfusion diskutiert, wie zum Beispiel von A. L. Lei et al. [122].

Dem Effekt der Bestrahlungsstärkeerhöhung durch die relativistische und nichtlineare Selbstfokussierung wirkt der Prozess der Filamentierung aufgrund der hohen Elektronenströme entgegen, wie es in Kapitel 2 bereits beschrieben wurde. Innerhalb solcher durch Selbstfokussierung gebildeten Kanäle entstehen sehr hohe Elektronenströme, die mit ansteigender Dichte des Plasmas größer werden. Diese relativistischen Elektronen, die mit dem Laserpuls zusammen propagieren, erzeugen dabei Magnetfelder mit einer Flussdichte von mehreren Megagauss (MG). Abhängig vom Abstand zur Propagationsachse bildet sich ein axialverlaufendes magnetisches Feld. Nahe der kritischen Dichte, d. h. bei sehr hohen Plasmadichten, erreichen diese Magnetfelder die Größe des Magnetfeldes der Lichtwelle. Die entsprechende Zyklotronfrequenz, bedingt durch das Magnetfeld des Elektronenstroms, liegt dann im Bereich der Frequenz der Lichtwelle. Das führt schließlich zur Beeinflussung des Brechungsindex. Aufgrund des axial veränderlichen Magnetfeldes entsteht dabei eine Linsenwirkung, was zu einer zusätzlichen Fokussierung führt. Dieser Effekt wurde von Askar'yan et al. [123] 1994 im Rahmen numerischer Studien zur relativistischen Selbstfokussierung beobachtet. Dabei wurde die Zusammenführung mehrerer filamentierter selbstfokussierter Kanäle zu einem schmalen Kanal nahe der kritischen Dichte entdeckt. Pukhov und Meyer-ter-Vehn [124] führten 1996 erste 3D Particle-In-Cell (PIC) Simulationsstudien durch, in welchen vor allem dieser relativistische Magnetfeldeffekt berücksichtigt wird. Dabei wechselwirkt ein intensiver relativistischer kurzer Laserpuls mit einem Plasma nahe der kritischen Dichte. Gestartet wurde dabei mit einer Laserbestrahlungsstärke von $1,2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Pukhov et al. beobachteten eine Bestrahlungsstärkeerhöhung, verursacht durch die Selbstfokussierungseffekte und der zusätzlichen Verstärkung der Kanalbildung, von etwa einer Größenordnung auf $2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$. Borghesi et al. [125] konnten diese relativistische Kanalbildung nahe der kritischen Dichte experimentell bestätigen. Die Effekte der relativistischen Selbstfokussierung und Kanalbildung mit der damit verbundenen Beeinflussung des Laserpulses ist nicht vollständig verstanden und Gegenstand aktueller Forschung (z. B. [126, 127]). Des Weiteren führen die durch die relativistischen Elektronenströme erzeugten magnetischen Felder zu einer Kraft auf diese Elektronen, die zur Propagationsachse gerichtet ist. Dieser sogenannte *Pinch-Effekt* verursacht eine Erhöhung des Elektronenstroms, was wiederum zusätzlich zum Selbstfokussierungseffekt wirkt [124, 125, 127]. Mit zunehmender Vorplasmaausdehnung steigt der Effekt der Selbstfokussierung an. Ist das Plasma zudem sehr dicht, d. h. nahe der kritischen Dichte, so trägt zusätzlich der Magnetfeldeffekt zur Fokussierung und Kanalbildung bei; hierbei gilt, je dichter das Plasma, desto stärker trägt dieser Magnetfeldeffekt dazu bei. Eine ansteigende Plasmadichte bedeutet dabei, dass die Anzahl an relativistisch beschleunigten Elektronen ebenfalls ansteigt und damit die Elektronenströme.

Aufgrund der ausgedehnten und dichten Vorplasmen, wie sie bei den Experimenten am PHELIX-System entstanden sind, ist anzunehmen, dass der Effekt der Selbstfokussierungen und zudem die Effekte bezüglich der selbstinduzierten Magnetfelder zu einer Erhöhung der maximalen Laserbestrahlungsstärke beitragen. Die mittels der Nukleardiagnostik bestimmten Bestrahlungsstärken liegen im Rahmen der Genauigkeit etwa eine Größenordnung über derjenigen, die ohne Beachtung der Laser-Plasma-Wechselwirkung bestimmt wurde. Dieses Resultat deckt sich mit dem, was sich aus den Simulationsstudien von Pukhov und Meyer-ter-Vehn [124] ergab. Hierbei hat die Differenz zwischen der ursprünglichen und der resultierenden Laserbestrahlungsstärke ebenfalls etwa eine Größenordnung betragen.

Vom LULI Lasersystem ist bekannt, dass der Kontrast größer und die Hauptpulslänge kleiner war als während der Aktivierungsbestrahlungen mit dem PHELIX-System. Daraus lässt sich schließen, dass die Vorplasmaausdehnung bei den LULI-Laserbestrahlungen geringer ausgefallen ist als bei den PHELIX-Bestrahlungen. Werden die beiden Punkte in Abbildung 6.7 bei der mittleren Elektronenenergie von 2,4 MeV betrachtet, welche aus der Aktivierungsbestrahlung mit dem LULI-Lasersystem resultieren, so fällt Folgendes auf: Die Bestrahlungsstärke während der Laser-Plasma-Wechselwirkung, wie sie mittels der nuklearen Diagnostik bestimmt wurde, ist größer als die, welche aus den Laserparametern (s. Tab. 4.3) berechnet wurde. Allerdings liegt zwischen diesen Punkten keine Größenordnung an Unterschied. Dieser Sachverhalt ist damit zu begründen, dass aufgrund des größeren Kontrasts und der kleineren Hauptpulslänge vor der Probe ein weniger ausgedehntes Vorplasma entsteht. Somit verringern sich die oben genannten Effekte, welche bedingt durch die Wechselwirkung des Hauptpulses mit einem ausgedehnten Vorplasma entstehen.

Des Weiteren können nichtlineare Effekte in den transmissiven Optiken des Lasersystems zu einer Veränderung des Strahlprofils, wie zum Beispiel durch den Selbstfokussierungseffekt, und damit zu einer Änderung der Fokausdehnung im Rahmen der CPA führen [5]. D. Kato beschreibt 1978 [128] die Deformation von Laserpulsen in Glaslaserverstärkern. Somit variieren aufgrund von nichtlinearen optischen Effekten in den Lasersystemen während der Propagation des Laserpulses durch das System im Hauptenergiebetrieb das räumliche sowie das zeitliche Hauptpulsprofil.

7 Schlussbemerkungen und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine nukleardiagnostische Methode entwickelt und im Rahmen der Untersuchung relativistischer Laserplasmen eingesetzt. Die wesentlichen Bestandteile dieser Diagnostik sind die Verwendung neuartiger pseudolegierter Aktivierungsproben, eine hochauflösende Gammaspektroskopie und der Einsatz einer speziellen Analyseverfahren, welche auf einer modifizierten Penfold-Leiss-Methode in Kombination mit GEANT4-Simulationen basiert.

Mittels dieser Methode wurde es im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal ermöglicht die Anzahl der hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen sowie deren spektrale Zuordnung, ohne Annahme einer Modellfunktion, welche an die Messpunkte angepasst wird, zu bestimmen. Des Weiteren wurde mit der neuentwickelten Analyseroutine in Kombination mit der nuklearen Aktivierungsmethode der Zugang zu dem hochenergetischen Dynamikbereich der hochenergetischen Elektronen eröffnet. Dabei wurde gezeigt, dass diese Methode leistungsfähig ist, um die hochenergetischen Elektronen im Megaelektronenvoltbereich sowie die entsprechende hochenergetische Bremsstrahlung zu charakterisieren. Es wurde somit die absolute Anzahl, die spektrale Verteilung und die mittlere Energie der relativistischen, vorwärtsgerichteten Elektronen im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkungszone bestimmt.

Damit konnte gezeigt werden, dass diese nukleare diagnostische Methode geeignet ist, um den relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungsbereich zu untersuchen.

Schließlich wurde gezeigt, dass die über die nukleare Diagnostik ermittelten Informationen über die hochenergetischen Elektronen dazu verwendet werden können, um die während der Laser-Plasma-Wechselwirkung real herrschende maximale Laserbestrahlungsstärke zu bestimmen. Dabei wurde die Modellannahme über den relativistischen Elektronenbeschleunigungsprozess verifiziert und es konnten erste Annahmen über den Einfluss der Vorplasmaausdehnungen auf die reale relativistische Laserbestrahlungsstärke gemacht werden. Die Kenntnis über die reale Laserbestrahlungsstärke am Ort der Laser-Materie-Wechselwirkung ist von großer Bedeutung im Rahmen von Experimenten und Anwendungen bezüglich der Bereitstellung, der Optimierung und der Kontrolle lasererzeugter Sekundärteilchenstrahlen und der kernphysikalischen Anwendungen. Des Weiteren ist sie von Interesse bezüglich der Realisierung des *Fast Ignitor* Konzeptes in der Trägheitsfusion.

Ein Vergleich der mit der nukleardiagnostischen Methode ermittelten Verläufe der Elektronenverteilungen mit denjenigen, welche mittels eines Magnetspektrometers bestimmt wurden, zeigte Folgendes: Im Rahmen der Genauigkeit wurde festgestellt, dass es eine Abweichung vor allem in den mittleren Elektronenenergien gab. Diejenige, welche mit der Nukleardiagnostik ermittelt wurde, war größer als die aus der Magnetspektrometermethode. Mittels GEANT4-Simulationen, unter Verwendung der aus der Nukleardiagnostik ermittelten Elektronenverteilung als ursprüngliches Spektrum, wurden die Elektronenspektren nach Durchgang durch die Probe und Wechselwirkung mit dieser simuliert. GEANT4 berücksichtigt lediglich die individuellen Wechselwirkungsprozesse. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den mit dem Magnetspektrometer gemessenen Verläufen. Damit konnte zunächst gezeigt werden, dass mit der nukleardiagnostischen Methode die mittlere Energie der Elektronen im Bereich der Wechselwirkungszone bestimmt werden kann, was mit einem Magnetspektrometer nicht möglich ist. Zur Untersuchung der wesentlich schwächeren kollektiven Effekte in diesem Energiebereich bedarf es weiterer Experimente, um diesbezüglich zuverlässige Aussagen treffen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden hauptsächlich Experimente an dem PHELIX-Lasersystem durchgeführt. Dabei wurden zum ersten Mal am PHELIX nukleare Aktivierungsexperimente erfolgreich realisiert.

Des Weiteren wurden erste experimentelle Tests am LULI 100 TW Lasersystem in Frankreich und am Vulcan Laser der *Central Laser Facility* (CLF) am *Rutherford Appelton Laboratory* (RAL) in Großbritannien durchgeführt.

7.1 Weiterführende Experimente mit pseudolegierten Aktivierungsproben

Aufbauend auf die in Kapitel 4 beschriebenen pseudolegierten Aktivierungsproben und den im Rahmen dieser Arbeit ersten erzielten Ergebnissen mit der neuartigen nukleardiagnostischen Methode, wurde ein Antrag für Experimentierzeit zur nukleardiagnostischen Untersuchung relativistischer Laserplasmen verfasst. Dieser Antrag wurde beim PPAC (*Plasma Physics Advisory Comitee*) an der GSI zur Beantragung von Experimentzeit am PHELIX-System gestellt und angenommen. Die Experimentierzeit findet nach Abschluss der vorliegenden Arbeit statt.

Im Rahmen dieser Experimentierzeit sollen die pseudolegierten Aktivierungsproben hinsichtlich ihrer Isotopenzusammensetzung optimiert werden, um eine größere (γ, xn) -Reaktionsausbeute in Bezug auf die kurzlebigen aktivierten Kerne zu erzielen. Damit soll es ermöglicht werden, zum einen eine bessere Messstatistik zu erzielen und zum anderen durch den Einsatz mehrerer unter verschiedenen Winkeln zur Laser-Plasma-Wechselwirkungszone positionierten Proben die Winkelabhängigkeit der Anzahl und der mittleren Energie der hochenergetischen Elektronen zu untersuchen. Des Weiteren soll in dieser genehmigten Experimentkampagne eine interferometrische Diagnostik zur Charakterisierung des während der Laser-Plasma-Wechselwirkung entstehenden Vorplasmas neben der in dieser Arbeit bereits durchgeführten Vorpulsmessung eingesetzt werden.

Das Ziel ist schließlich, fortführend zu dieser Arbeit, dezitierte Erkenntnisse zu erzielen sowie Aussagen über den relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungsbereich machen zu können und die damit verbundene maximale reale Laserbestrahlungsstärke ermitteln zu können. Dazu ist es auch nötig 3D Particle-In-Cell-Simulationsstudien durchzuführen, um die Effekte der relativistischen Selbstfokussierung und der Kanalbildung in den ausgedehnten dichten Vorplasmen näher zu untersuchen.

7.2 Entwicklung lasergestützter kernphysikalischer Anwendungen

Die erzielten Ergebnisse und Erkenntnisse im Rahmen der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungen sind unabdingbar für zukünftige Anwendungen. So sollen diese im Bereich der lasererzeugten Sekundärstrahlen und unter anderem damit verbundenen kernphysikalischen Anwendungen, wie zum Beispiel die gezielte Bereitstellung kurzlebiger Radionuklide für die medizinische Diagnostik und die Realisierung und Optimierung einer lasergetriebenen gepulsten Neutronenquelle Verwendung finden. Bezüglich der darauf aufbauenden zukünftigen Experimentkampagnen wurde für die Förderung eines eigenständiges Projektes ein Neuantrag für Sachbeihilfen bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) mit dem Thema "*Nukleardiagnostische Verfahren zur Untersuchung von relativistischen Laserplasmen und die Entwicklung lasergestützter kernphysikalischer Anwendungen*" gestellt.

Eine weitere Erkenntnis, welche sich aus den Aktivierungsbestrahlungen der pseudolegierten Proben mit intensiver Lasersatrahlung ergab, ist die Möglichkeit der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen. Mit der in dieser Arbeit entwickelten Methode wird das Bremsstrahlungsspektrum unter Verwendung von Aktivierungsproben, bestehend aus mehreren Isotopen mit unterschiedlichen experimentell bekannten Reaktionsschwellen und Wirkungsquerschnitten, bestimmt. Durch das gezielte zusätzliche Beimischen von Isotopen mit unbekannten Reaktionswirkungsquerschnitten ist es somit möglich, diese mittels des bekannten Bremsstrahlungsspektrums zu bestimmen. Dazu wird die in dieser Arbeit behandelte nukleardiagnostische Methode verwendet, unter Beachtung der Annahme eines bekannten Bremsstrahlungsspetrums und unbekannten Wirkungsquerschnittsbereichs.

Eine weitere Möglichkeit ist die Absolutanpassung des über den gesamten Projektilenergiebereich gemittelten Wirkungsquerschnittes mittels theoretischer Vorhersagen. Letztere Methode stellt nichts anderes dar, als eine Relationsgleichung zwischen den experimentell ermittelten Reaktionsausbeuten der Isotope, welche sich aus den Reaktionen mit bekannten Wirkungsquerschnitten ergeben sowie denjenigen aus den Reaktionen mit unbekannten Wirkungsquerschnitten und den integrierten Wirkungsquerschnitten aus der Vorhersage. Schließlich wird damit ein Korrekturfaktor erhalten, welcher zur Anpassung der aus dem Modell ermittelten Anregungskurve an die Messung verwendet wird. Der Vorteil gegenüber herkömmlichen Beschleunigern liegt hier zum einen in dem hohen Teilchenfluss und zum anderen in der großen Energiebreite der Bremsstrahlungsfotonen. Letztendlich ist diese Methode zur Bestimmung von nuklearen Reaktionswirkungsquerschnitten nicht nur auf die in dieser Arbeit behandelten Photo-Neutron-Desintegrationsreaktionen beschränkt. So stellt die Nutzung laserbeschleunigter Protonen weitere Anwendungsmöglichkeiten in der Kernphysik dar.



Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187:493–494, 1960.
- [2] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3):219 – 221, 1985.
- [3] M. D. Perry and G. Mourou. Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers. *Science*, 264:917–923, 1994.
- [4] D. Umstadter. Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers. *Phys. Plasmas*, 8:1774–1785, 2001.
- [5] Gerard A. Mourou, Toshiki Tajima, and Sergei V. Bulanov. Optics in the relativistic regime. *Rev. Mod. Phys.*, 78(2):309–371, Apr 2006.
- [6] T. Tajima and J. M. Dawson. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 43(4):267–270, Jul 1979.
- [7] Stephen P. Hatchett, Curtis G. Brown, Thomas E. Cowan, Eugene A. Henry, Joy S. Johnson, Michael H. Key, Jeffrey A. Koch, A. Bruce Langdon, Barbara F. Lasinski, Richard W. Lee, Andrew J. Mackinnon, Deanna M. Pennington, Michael D. Perry, Thomas W. Phillips, Markus Roth, T. Craig Sangster, Mike S. Singh, Richard A. Snavely, Mark A. Stoyer, Scott C. Wilks, and Kazuhito Yasuike. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets. *Phys. Plasmas*, 7:2076–2082, 2000.
- [8] D. Umstadter. Relativistic laser-plasma interaction. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36:R151–R165, 2003.
- [9] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton, and K. Krushelnick. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. *Nature*, 431:535–538, September 2004.
- [10] P. Gibbon. *Short pulse laser interactions with Matter - An introduction*. Imperial College Press, 2005.
- [11] K. Harres, I. Alber, A. Tauschwitz, V. Bagnoud, H. Daido, M. Günther, F. Nürnberg, A. Otten, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo, and M. Roth. Beam collimation and transport of quasineutral laser-accelerated protons by a solenoid field. *Phys. Plasmas*, 17:023107, 2010.
- [12] K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allott, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C. W. Sanderson, and J. Magill. Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets. *Phys. Rev. Lett.*, 84(5):899–902, Jan 2000.
- [13] K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and R. P. Singhal. Applications for Nuclear Phenomena Generated by Ultra-Intense Lasers. *Science*, 300:1107–1111, 2003.
- [14] P. McKenna, K. W. D. Ledingham, T. McCanny, R. P. Singhal, I. Spencer, M. I. K. Santala, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Tatarakis, M. S. Wei, E. L. Clark, R. J. Clarke, K. L. Lancaster, P. A. Norreys, K. Spohr, R. Chapman,

- and M. Zepf. Demonstration of fusion-evaporation and direct-interaction nuclear reactions using high-intensity laser-plasma-accelerated ion beams. *Phys. Rev. Lett.*, 91(7):075006, Aug 2003.
- [15] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Phys. Rev. Lett.*, 86(3):436–439, Jan 2001.
- [16] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and J. Mason, R. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasmas*, 1:1626, 1994.
- [17] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids. *Phys. Rev. Lett.*, 85:2945–2948, 2000.
- [18] T. Zagar, J. Galy, J. Magill, and M. Kellet. Laser-generated nanosecond pulsed neutron sources: scaling from vulcan to table-top. *New J. Phys.*, 7:253, 2005.
- [19] Hui Chen, Scott C. Wilks, James D. Bonlie, Edison P. Liang, Jason Myatt, Dwight F. Price, David D. Meyerhofer, and Peter Beiersdorfer. Relativistic positron creation using ultraintense short pulse lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 102(10):105001, Mar 2009.
- [20] P. A. Norreys, E. Santala, E. Clark, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Tatarakis, X. Fang, P. Graham, T. McCanny, R. P. Singhal, K. W. D. Ledingham, A. Creswell, D. C. W. Sanderson, J. Magill, A. Machacek, J. S. Wark, R. Allot, B. Kennedy, and D. Neely. Observation of a highly directional γ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids. *Phys. Plasmas*, 6:2150, 1999.
- [21] M. M. Günther, K. Sonnabend, E. Brambrink, K. Vogt, V. Bagnoud, K. Harres, and M. Roth. A novel nuclear pyrometry for the characterization of the high-energy bremsstrahlung and electrons produced in relativistic laser-plasma interactions. *submitted to Phys. Rev. E*, 2010.
- [22] K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks, M. H. Key, J. D. Moody, V. Yanovsky, A. A. Offenberger, B. A. Hammel, M. D. Perry, and C. Joshi. Experimental measurements of hot electrons generated by ultraintense ($> 10^{19}$ w/cm²) laser-plasma interactions on solid-density targets. *Phys. Rev. Lett.*, 81(4):822–825, Jul 1998.
- [23] J. J. Santos, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, D. Batani, A. Bernardinello, G. Greison, and T. Hall. Fast electron transport in ultraintense laser pulse interaction with solid targets by rear-side self-radiation diagnostics. *Phys. Rev. Lett.*, 89(2):025001, Jun 2002.
- [24] F. Brandl, G. Pretzler, D. Habs, and E. Fill. Cerenkov radiation diagnostics of hot electrons generated by fs-laser interaction with solid targets. *Europhys. Lett.*, 61(5):632–638, March 2003.
- [25] T.W. Phillips, M.D. Cable, T.E. Cowan, S.P. Hatchett, E.A. Henry, M.H. Key, M.D. Perry, T.C. Sangster, and M.A. Stoyer. Diagnosing hot electron production by short pulse, high intensity lasers using photonuclear reactions. *Rev. Sci. Instrum.*, 70:1213, 1999.

-
- [26] W.P. Leemans, D. Rodgers, P.E. Catravas, C.G.R. Geddes, G. Fubiani, E. Esarey, B.A. Shadwick, R. Donahue, and A. Smith. Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators. *Phys. Plasmas*, 8:2510, 2001.
- [27] G. Malka, M.M. Aleanard, J.F. Chemin, G. Claverie, M.R. Harston, J.N. Scheurer, V. Tikhonchuk, S. Fritzler, V. Malka, P. Balcou, G. Grillon, S. Moustazis, L. Notebaert, and N. Lefebvre, E. Cochet. Relativistic electron generation in interactions of a 30 TW laser pulse with a thin foil target. *Phys. Rev. E*, 66:066402, 2002.
- [28] I. Spencer, K.W.D. Ledingham, R.P. Singhal, T. McCanny, P. McKenna, E.L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F.N. Beg, M. Tatarakis, A.E. Dangor, M.A. Norreys P.A. Edwards, R.D. Sinclair, R.J. Clark, and R.M. Allot. A nearly real-time high temperature laser-plasma diagnostic using photonuclear reactions in tantalum. *Rev. Sci. Instrum.*, 73:3801, 2002.
- [29] H. Bethe and W. Heitler. On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 146:83–112, 1934.
- [30] Gert Moliere. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II - Mehrfach- und Vielfachstreuung. *Zeitschrift fuer Naturforschung*, 3a:78–97, 1948.
- [31] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin, and J. H. Eberly. Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field. *Phys. Rev. Lett.*, 63(20):2212–2215, Nov 1989.
- [32] Matthias Dammasch, Martin Dörr, Ulli Eichmann, Ernst Lenz, and Wolfgang Sandner. Relativistic laser-field-drift suppression of nonsequential multiple ionization. *Phys. Rev. A*, 64(6):061402, Nov 2001.
- [33] P. McKenna, K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singha, C. Ziener, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, D. Neely, A. J. Langley, R. J. Clarke, P. A. Norreys, K. Krushelnick, and E. L. Clark. Characterization of multiterawatt laser-solid interactions for proton acceleration. *Rev. Sci. Instrum.*, 73(12):4176, Dec 2002.
- [34] Anthony Link, Enam A. Chowdhury, John T. Morrison, Vladimir M. Ovchinnikov, Dustin Offermann, Linn Van Woerkom, Richard R. Freeman, John Pasley, Erik Shipton, Farhat Beg, Patrick Rambo, Jens Schwarz, Matthias Geisse, Aaron Edens, and John L. Porter. Development of an in situ peak intensity measurement method for ultraintense single shot laser-plasma experiments at the sandia z petawatt facility. *Rev. Sci. Instrum.*, 77:10E723, Oct 2006.
- [35] G. S. Voronov and N. B. Delone. Ionization of xenon atom by electric field of ruby laser emission. *Sov. Phys. JETP Lett.*, 1:66, 1965.
- [36] P. Agostini, G. Barjot, J. F. Bonnal, G. Mainfray, and C. Manus. Multiphoton ionization of hydrogen and rare gases. *IEEE J. Quant. Elec.*, QE-4:667–669, 1968.
- [37] S. August, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin, and J. H. Eberly. Erratum: “tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field” [phys. rev., lett 63, 2212 (1989)]. *Phys. Rev. Lett.*, 66(9):1247, Mar 1991.
- [38] H. A. Bethe and E. E. Saltpeter. Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms. Plenum, New York (1977).
-

-
- [39] J. H. Posthumus, A. J. Giles, M. R. Thompson, and K. Codling. Field-ionization, coulomb explosion of diatomic molecules in intense laser fields. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 29(23):5811, 1996.
- [40] H. A. H. Boot and R. B. Harvie. Charged particles in a non-uniform radio-frequency field. *Nature*, 30(4596):1187, Nov 1957.
- [41] E. A. Startsev and C. J. McKinstrie. Multiple scale derivation of the relativistic ponderomotive force. *Phys. Rev. E*, 55:7527–7535, 1997.
- [42] D. Bauer, P. Mulser, and W.-H. Steeb. Relativistic ponderomotive force, uphill acceleration and transition to chaos. *Phys. Rev. Lett.*, 75:4622–4625, 1995.
- [43] F.V. Hartemann, S.N. Fochs, G.P. LeSage, N.C. Luhmann Jr., J.G. Woodworth, M.D. Perry, Y.J. Chen, and A.K. Kerman. Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus. *Phys. Rev. E*, 51:4833–4843, 1995.
- [44] D. D. Meyerhofer. High-intensity-laser-electron scattering. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33:1935–1941, 1997.
- [45] Eugene Hecht. *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2002, 4. Auflage.
- [46] W. L. Kruer. *The physics of laser plasma interactions*. Westview Press, 2003.
- [47] V. L. Ginzburg. *The Properties of Electromagnetic Waves in Plasma*. Pergamon, New York, 1964.
- [48] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Phys. Rev. Lett.*, 39:284, 1977.
- [49] F. N. Beg and A. R. Bell. A study of picosecond laser-solid interactions up to 10^{19} W/cm². *Phys. Plasmas*, 4:447, 1997.
- [50] A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin, and H. Ruhl. Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser-solid experiments. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39:653, 1997.
- [51] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 59:52, 1987.
- [52] P. Gibbon and A. R. Bell. Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 68:1535–1538, 1992.
- [53] E. S. Weibel. Anomalous skin effect in a plasma. *Phys. Fluids*, 10:741–748, 1967.
- [54] P. J. Catto and R. M. More. Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas. *Phys. Fluids*, 20:704–705, 1977.
- [55] W. L. Kruer and K. Estabrook. $J \times B$ heating by very intense laser light. *Phys. Fluids*, 28:430–432, 1985.
- [56] B. Bezzerides, S. J. Gitomer, and D. W. Forslund. Randomness, Maxwellian Distribution, and Resonance Absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 44:651–654, 1980.
- [57] F. Juettner. Das Maxwellsche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in der Relativtheorie. *Annalen der Physik*, 339:856, 1911.
-

-
- [58] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 69(9):1383–1386, Aug 1992.
- [59] M. Schollmeier. *Optimization and control of laser-accelerated proton beams*. PhD thesis, TU Darmstadt, 2008.
- [60] G. Malka and J. L. Miquel. Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target. *Phys. Rev. Lett.*, 77(1):75–78, Jul 1996.
- [61] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pepin, and P. Audebert. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature Phys.*, 2:48–54, 2006.
- [62] F. Amiranoff. Fast electron production in ultra-short high-intensity laser-plasma interaction and its consequences. *Measurement Science and Technology*, 12:1795–1800, 2001.
- [63] D. Batani, R. R. Freeman, and S. Baton. *The Transport of Relativistic, Laser-Produced Electrons in Matter - Part 1*. Springer-Verlag, Heidelberg, springer series in chemical physics 89 edition, 2008.
- [64] D. Batani, R. R. Freeman, and S. Baton. *The Transport of Relativistic, Laser-Produced Electrons in Matter - Part 2*. Springer-Verlag, Heidelberg, springer series in chemical physics 89 edition, 2008.
- [65] <http://www.nist.gov>.
- [66] M. J. Berger and S. M. Seltzer. National Aeronautics and Space Administration Report No. NASA SP-3012 (1964).
- [67] M. J. Berger. NISTIR 4999, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (1993).
- [68] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines, and S. M. Guérin. Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets. *Phys. Rev. E*, 56(6):7193–7203, Dec 1997.
- [69] A. R. Bell, J. R. Davies, and S. M. Guerin. Magnetic field in short-pulse high-intensity laser-solid experiments. *Phys. Rev. E*, 58(2):2471–2473, Aug 1998.
- [70] Hannes Alfvén. On the motion of cosmic rays in interstellar space. *Phys. Rev.*, 55(5):425–429, Mar 1939.
- [71] Hannes Alfvén. On the origin of cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 56(10):1060, Nov 1939.
- [72] A. Puhkov. Strong field interaction of laser radiation. *Rep. Prog. Phys.*, 66:47, 2003.
- [73] F. Pegoraro, S. V. Bulanov, F. Califano, and M. Lontano. Nonlinear development of the Weibel instability and magnetic field generation in collisionless plasmas. *Phys. Scr.*, T63:262–265, 1996.
- [74] J.J. Santos, A. Debayle, Ph. Nicolai, V. Tikhonchuk, M. Manclossi, D. Batani, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, V. Malka, and J.J. Honrubia. Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils. *Phys. Plasmas*, 14:103107, 2007.
- [75] H. Bethe. Zur Theorie des Durchganges schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- [76] H. Bethe. Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 76(5-6):293–299, Mai 1932.
-

-
- [77] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, and D. Seeliger. *Kern- und Elementarteilchenphysik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, Thun, 1995.
- [78] W. Heitler. *The quantum theorie of radiation*. Oxford University Press, London, 1954.
- [79] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter GmbH & Co. KG, 2006.
- [80] E. Hisdal. Bremsstrahlung spectra corrected for multiple scattering in the target. *Phys. Rev.*, 105(6):1821–1826, Mar 1957.
- [81] L. I. Schiff. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. *Phys. Rev.*, 83(2):252–253, Jul 1951.
- [82] Arthur H. Compton. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Phys. Rev.*, 21(5):483–502, May 1923.
- [83] O. Klein and T. Nishina. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik*, 52:853–868, November 1929.
- [84] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber. Photo-fission in heavy elements. *Phys. Rev.*, 71(1):3, Jan 1947.
- [85] Helmut Steinwedel, J. Hans D. Jensen, and Peter Jensen. Nuclear dipole vibrations. *Phys. Rev.*, 79(6):1019, Sep 1950.
- [86] Aage Bohr and Ben R. Mottelson. Rotational states in even-even nuclei. *Phys. Rev.*, 90(4):717–719, May 1953.
- [87] A. J. Koning, S. Hilair, and M. C. Duijvestijn. Talys: Comprehensive nuclear reaction modeling. In *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2008*, 2008. <http://www.talys.eu>.
- [88] N. Bohr. Neutron Capture and Nuclear Constitution. *Nature*, 137:344–348, February 1936.
- [89] <http://www.talys.eu/documentation/>. aktueller Stand im Oktober 2010.
- [90] L. Wolfenstein. Conservation of angular momentum in the statistical theory of nuclear reactions. *Phys. Rev.*, 82(5):690–696, Jun 1951.
- [91] Walter Hauser and Herman Feshbach. The inelastic scattering of neutrons. *Phys. Rev.*, 87(2):366–373, Jul 1952.
- [92] <http://www.nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
- [93] H. A. Bethe. Molière’s theory of multiple scattering. *Phys. Rev.*, 89(6):1256–1266, Mar 1953.
- [94] S. Agostinelli and et al. GEANT4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506:250–303, 2003.
- [95] J. Allison and et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transaction on Nuclear Science*, 53:270–278, 2006.
- [96] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
-

-
- [97] A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stanov. *Atlas of giant dipole resonance parameters and graphs of photonuclear reaction cross-sections*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1999.
- [98] W. Schatt, K.-P. Wieters, and B. Kieback. *Pulvermetallurgie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [99] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blažević, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D.H.H. Hoffmann, D. Javorková, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoeckler, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, and K. Witte. Commissioning and early experiments of the PHELIX facility. *Appl. Phys. B*, published online, 2009.
- [100] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky. Petawatt laser pulses. *Opt. Lett.*, 24:160–162, 1999.
- [101] T.E. COWAN, M.D. PERRY, M.H. KEY, T.R. DITMIRE, S.P. HATCHETT, E.A. HENRY, J.D. MOODY, M.J. MORAN, D.M. PENNINGTON, T.W. PHILLIPS, T.C. SANGSTER, J.A. SEFCIK, M.S. SINGH, R.A. SNAVELY, M.A. STOYER, S.C. WILKS, RE. YOUNG, Y. TAKAHASHI, B. DONG, W. FOUNTAIN, T. PARNELL, J. JOHNSON, A.W. HUNT, and T. KÜHL. High energy electrons, nuclear phenomena and heating in petawatt laser-solid experiments. *Laser and Particle Beams*, 17:773, 1999.
- [102] J. A. Rowlands. The physics of computed radiography. *Phys. Med. Biol.*, 47:R123–R166, November 2002.
- [103] A. L. Meadowcroft, C. D. Bentley, and E. N. Stott. Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics. *Rev. Sci. Instrum.*, 79:113102, November 2008.
- [104] J. Hasper, S. Mueller, D. Savran, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, and A. Zilges. Investigation of photonuclear reactions close to and above the neutron emission threshold in the rare earth region. *Physical Review C*, 77:015803, 2008.
- [105] <http://www.nndc.bnl.gov>. Stand 2010.
- [106] S. Hurtado, M. García-León, and R. García-Tenorio. Geant4 code for simulation of a germanium gamma-ray detector and its application to efficiency calibration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 518(3):764 – 774, 2004.
- [107] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, and H. Wolters. Programm tv, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1992).
- [108] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>. Version 2.5, 2010.
- [109] I. N. Bronstein and K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, 2007.
- [110] A. S. Penfold and J. E. Leiss. Analysis of Photonuclear Cross Sections. *Phys. Rev.*, 114:1332, 1959.
- [111] <http://www.mathworks.de/>. aktueller Stand im Oktober 2010.
- [112] K. G. Wilson. In R. L. Crawford and R. Jennings, editors, *Proceedings of the 14th Scottish Universities Summer School in Physics (1973)*. Academic Press, New York, 1974.
-

-
- [113] P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch. Chiral invariant phase space event generator - I. Nucleon-antinucleon annihilation at rest. *Eur. Phys. J. A*, 8:217–222, 2000.
- [114] P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch. Chiral invariant phase space event generator - II. Nuclear pion capture at rest and photonuclear reactions below the $\Delta(3,3)$ resonance. *Eur. Phys. J. A*, 9:411–420, 2000.
- [115] P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch. Chiral invariant phase space event generator - III. Modeling of real and virtual photon interactions with nuclei below pion production threshold. *Eur. Phys. J. A*, 9:421–424, 2000.
- [116] J. P. Wellisch, M. V. Kossov, and P. V. Degtyarenko. Electro and gamma nuclear physics in GEANT4. *arXiv*, 2003.
- [117] Kazuo A. Tanaka, Toshinori Yabuuchi, Takashi Sato, Ryosuke Kodama, Yoneyoshi Kitagawa, Teruyoshi Takahashi, Toshiji Ikeda, Yoshihide Honda, and Shuuichi Okuda. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 76:013507, 2005.
- [118] J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, and P. R. Woodruff. Helios-cr – a 1-d radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer*, 99:381, 2005.
- [119] J. D. Johnson. The sesame database. In *12th Symposium on Thermophysical Properties, Boulder, CO*, June 19-24 1994.
- [120] V. A. Vshivkov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, and S. V. Bulanov. Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil. *Phys. Plasmas*, 5:2727, 1998.
- [121] C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, and K. J. Witte. Multi-mev electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels. *Phys. Rev. Lett.*, 83(23):4772–4775, Dec 1999.
- [122] A. L. Lei, K. A. Tanaka, R. Kodama, K. Adumi, H. Habara, Y. Kitagawa, K. Kondo, T. Matsuoka, T. Tanimoto, T. Yabuuchi, K. Mima, K. Nagai, H. Nagatomo, T. Norimatsu, K. Sawai, K. Suzuki, Yu Wei Han Xu, X. Q. Yang, L. H. Cao, H. B. Cai, Y. Sentoku, A. Pukhov, R. Kumar, R. Snavely, R. Freeman, Min Yu1, and J. Zheng. Study of ultraintense laser propagation in overdense plasmas for fast ignition. *Phys. Plasmas*, 16:056307, 2009.
- [123] G. A. Askar'yan, S. V. Bulanov, F. Pegoraro, and Pukhov A. M. Magnetic interaction of self-focusing channels and fluxes of electromagnetic radiation: their coalescence, the accumulation of energy, and the effect of external magnetic fields on them. *JETP Lett.*, 60(4):251–257, Aug 1994.
- [124] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn. Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: Three-dimensional particle-in-cell simulation. *Phys. Rev. Lett.*, 76(21):3975–3978, May 1996.
- [125] M. Borghesi, A. J. MacKinnon, L. Barringer, R. Gaillard, L. A. Gizzi, C. Meyer, O. Willi, A. Pukhov, and J. Meyer-ter Vehn. Relativistic channeling of a picosecond laser pulse in a near-critical preformed plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 78(5):879–882, Feb 1997.
- [126] R. Sadighi-Bonabi, M. Habibi, and E. Yazdanic. Improving the relativistic self-focusing of intense laser beam in plasma using density transition. *Phys. Plasmas*, 16:083105, July 2009.

-
- [127] A. Singh and K. Walia. Relativistic self-focusing and self-channeling of gaussian laser beam in plasma. *Appl. Phys. B*, Published online, Sept 2010.
- [128] D. Kato. Nonlinear pulse propagation in high-energy glass laser amplifiers. *J. Appl. Phys.*, 49:525, 1978.



Veröffentlichungen

1. **M. M. Günther**, K. Sonnabend, E. Brambrink, K. Vogt, V. Bagnoud, K. Harres and M. Roth:
A novel nuclear pyrometry for the characterization of the high-energy bremsstrahlung and electrons produced in relativistic laser-plasma interactions
Phys. Rev E, eingereicht.
2. K. Markey, P. McKenna, C. M. Brenner, D. C. Carroll, **M. M. Günther**, K. Harres, S. Kar, K. Lancaster, F. Nürnberg, M. N. Quinn, A. P. L. Robinson, M. Roth, M. Zepf and D. Neely:
Spectral enhancement in the double pulse regime of laser proton acceleration
Phys. Rev. Lett., angenommen
3. A. Pelka, G. Gregori, D. O. Gericke, J. Vorberger, S. H. Glenzer, **M. M. Günther**, K. Harres, R. Heathcote, A. L. Kritcher, N. L. Kugland, B. Li, M. Makita, J. Mithen, D. Neely, C. Niemann, A. Otten, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, A. Tauschwitz and M. Roth:
Ultra-fast melting of carbon induced by intense proton beams
Phys. Rev. Lett., eingereicht
4. K. Harres, I. Alber, A. Tauschwitz, V. Bagnoud, H. Daido, **M. Günther**, F. Nürnberg, A. Otten, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo and M. Roth:
Beam collimation and transport of laser-accelerated protons by a solenoid field
The Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, J. Phys.: Conference Series, 244, 022036 (2010).
5. M. Roth, I. Alber, V. Bagnoud, C. R. D. Brown, R. Clarke, H. Daido, J. Fernandez, K. Flippo, S. Gaillard, C. Gauthier, M. Geissel, S. Glenzer, G. Gregori, **M. Günther**, K. Harres, R. Heathcote, A. Kritcher, N. Kugland, S. LePape, B. Li, M. Makita, J. Mithen, C. Niemann, F. Nürnberg, D. Offermann, A. Otten, A. Pelka, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo, A. Tauschwitz and An. Tauschwitz:
Transport of laser accelerated proton beams and isochoric heating of matter
The Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, J. Phys.: Conference Series, 244, 022009 (2010).
6. K. Harres, I. Alber, A. Tauschwitz, V. Bagnoud, H. Daido, **M. Günther**, F. Nürnberg, A. Otten, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo and M. Roth:
Beam collimation and transport of quasineutral laser-accelerated protons by a solenoid field
Physics of Plasmas, 17, 023107 (2010).
7. D. H. H. Hoffmann, N. A. Tahir, S. Udrea, O. Rosmej, C. V. Meister, D. Varentsov, M. Roth, G. Schaumann, A. Frank, A. Blažević, J. Ling, A. Hug, J. Menzel, Th. Hessling, K. Harres, **M. Günther**, S. El-Moussati, D. Schumacher and M. Imran:
High Energy Density Physics with Heavy Ion Beams and related Interaction Phenomena
Contrib. Plasma Phys., 50, No. 1, 7–15 (2010).

-
8. M. Roth, I. Alber, V. Bagnoud, C. R. D. Brown, R. Clarke, H. Daido, J. Fernandez, K. Flippo, S. Gaillard, C. Gauthier, M. Geissel, S. Glenzer, G. Gregori, **M. Günther**, K. Harres, R. Heathcote, A. Kritcher, N. Kugland, S. LePape, B. Li, M. Makita, J. Mithen, C. Niemann, F. Nürnberg, D. Offermann, A. Otten, A. Pelka, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo, A. Tauschwitz and An. Tauschwitz:

Proton acceleration experiments and warm dense matter research using high power lasers

Plasma Physics and Controlled Fusion, 51, 124039 (2009).

Danksagung

Ich möchte mich bei den Personen bedanken, welche zur Verwirklichung dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Professor Dr. Markus Roth danke ich für die Aufnahme als Doktorand in seiner Arbeitsgruppe und die Überlassung des spannenden Themas im Rahmen der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkungen mit seinen unzähligen möglichen Anwendungen, vor allem im Bereich der Kernphysik. Ich schätze sehr seinen freundschaftlichen Umgang, der mir eine angenehme Zeit während meiner Arbeit bereitet hat. Sein stetig motivierender Einsatz, das Interesse am Fortgang meiner Arbeit sowie seine fachliche Unterstützung und die zur Verfügungstellung von Sach- und Reisemitteln haben sehr zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Auch danke ich ihm für die Unterstützung bei der Teilnahme an Experimenten im Ausland.

Herrn Professor Dr. Dr. hc./RUS Dieter H.H. Hoffmann danke ich für die Aufnahme in die Plasmaphysikgruppe an der Gesellschaft für Schwerionenforschung und seine Unterstützung nicht nur während seiner Zeit an dieser Einrichtung. Schließlich danke ich ihm für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Frau Dr. Kerstin Sonnabend für die zahlreichen Gespräche und ihre fachliche Unterstützung, die zur Klärung der kernphysikalischen Fragen und vor allem zur Entwicklung der in dieser Arbeit eingesetzten Rekonstruktionsmethode der hochenergetischen Bremsstrahlungsspektren wesentlich beigetragen haben. Weiteren Dank gilt ihr für die Möglichkeit der Nutzung der HPGe-Detektoren und des entsprechenden Messlabors am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Herrn Dr. Erik Brambrink danke ich für die Einladung zu Experimenten am LULI 100 TW Lasersystem in Frankreich. Dieser Aufenthalt ermöglichte es mir die Aktivierungsproben zum ersten Mal zu testen. Ich danke ihm für die konstruktiven und kritischen Gespräche, welche bei mir das Verständnis in vielerlei Hinsicht rund um die Kurzpulslaserexperimente erweiterten.

Dem Leiter der Abteilung für Sicherheit und Strahlenschutz an der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Herrn Dr. Georg Fehrenbacher, möchte ich für die Möglichkeit der Nutzung des kernphysikalischen Messlabors in seiner Abteilung während der Experimente am PHELIX danken. Hier gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. Karsten Vogt aus der Strahlenschutzabteilung an der GSI, der mir bezüglich der Beantwortung der Fragen hinsichtlich des Einsatzes der Gammaspektroskopie unterstützt hat. Schließlich möchte ich auch Herrn Dr. Torsten Radon danken für die Ermöglichung des Zuganges zum Messlabor auch außerhalb seiner Arbeitszeit.

Herrn Dr. David Neely danke ich für die Einladung zu seinen Experimenten am Vulcan Lasersystem des Rutherford Appleton Laboratory in Großbritannien.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. Paul McKenna für die fruchtbaren Gespräche über die Probleme und die möglichen Lösungen im Bereich der photonuklearen Aktivierungsexperimente mit intensiven Kurzpulslasern.

Des Weiteren gilt mein Dank Herrn Dipl.-Ing. Thilo Büttner vom Fraunhofer Institut für Fertigungstechnik und Materialforschung (IFAM) in Dresden für die Realisierung der pseudolegierten Proben.

Hilfreich waren auch die Diskussionen und die Gespräche mit Herrn Dr. Marius Schollmeier die uns beide zu weiteren fachlichen Verständnissen geführt haben.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei den Mitarbeitern der Plasmaphysik an der GSI und von PHELIX. Sie haben es geschafft ein nahezu perfekt funktionierendes Lasersystem zur Verfügung zu stellen, mit dem ein entscheidender Teil der nuklearen Aktivierungsexperimente erfolgreich durchgeführt werden konnte. Dabei geht ein großer Dank an Herrn Dr. Abel Blažević und Herrn Dr. Vincent Bagnoud.

Besonders danken möchte ich den Studenten und Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik der TU Darmstadt. Sie haben mir eine schöne Zeit bereitet und waren stets unterstützend und hilfsbereit bei Experimenten.

Mein Dank gilt auch allen, welche Korrekturgelesen haben.

Sehr herzlich möchte ich meinen Eltern danken für ihre Unterstützung und die Ermöglichung meines Physikstudiums sowie den Rückhalt in schwierigen Situationen.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Anneke für ihre Geduld, ihre Unterstützung und ihr Verständnis.

Das aufheiternde Gemüt meiner Tochter Wienke war für mich sehr motivierend.

Lebenslauf

Name: Marc Maximilian Günther
Geburtsdatum: 21. Januar 1977
Geburtsort: Frankfurt am Main
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet, 1 Kind

Ausbildung

seit 15. November 2005 Doktorand an der Technischen Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik
Betreuer: Professor Dr. Markus Roth

Juni 2004 - Juni 2005 Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt, Institut für Angewandte Physik, Arbeitsgruppe Laser und Quantenoptik
Betreuer: Professor Dr. Thomas Walther
Titel: *Aufbau eines Lasersystems bei 253,7 nm für eine magneto-optische Falle für Quecksilberatome*
Abschluß Dipl.-Phys. mit dem Gesamturteil: Sehr gut

März 2003 Ferienkurs in Gravitationsphysik an der Universität Potsdam und dem Max Planck Institut für Gravitationsphysik (Albert Einstein Institut) in Potsdam

Oktober 1997 - 2005 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt

Juni 1997 Abitur an der IGS Mühlenberg in Hannover

Arbeitserfahrung

seit 15. November 2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt im Institut für Kernphysik

2004 - 2005 Studentischer Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt im Institut für Angewandte Physik

Auslandsaufenthalte

2007 - 2010 Verschiedene Aufenthalte an folgenden Einrichtungen:
Central Laser Facility, Rutherford Appelton Laboratory, Didcot, United Kingdom
Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intense, École Polytechnique, Palaiseau, Frankreich



